



seit 1558

CHARAKTERISIERUNG VON FASERTAPERN

Diplomarbeit

Physikalisch-Astronomische Fakultät
Friedrich-Schiller-Universität Jena

angefertigt am Institut für Photonische Technologien Jena

6. Juni 2008

eingereicht von: Martin Kielhorn
geb. am: 18.05.1984 in Bad Frankenhausen

1. GUTACHTER: Prof. Dr. Hartmut Bartelt

2. GUTACHTER: Dr. Ulrich Röpke

Tag der Verleihung des Diploms:

INHALTSVERZEICHNIS

1	EINLEITUNG	1
2	LICHTAUSBREITUNG IN ZYLINDERSYMMETRISCHEN WELLENLEITERN	3
2.1	Grundlagen	3
2.2	Modell einfacher Stufenindex	4
2.3	Modell Doppelstufenindex	6
3	HERSTELLUNG VON TAPERSTRUKTUREN	9
3.1	Der Versuchsaufbau	9
3.2	Modell zur Vorhersage der Profilform	10
4	CHARAKTERISIERUNG DER TAPERGEOMETRIE	15
4.1	Die Probenhalterung	15
4.2	Stand der Technik zur Durchmesserbestimmung	16
4.2.1	Elektronenmikroskopie	16
4.2.2	Optische Mikroskopie	17
4.2.3	Anregung von Flüstergalerie-Moden in der zu vermessenden Taille	17
4.2.4	Abgreifen des evaneszenten Feldes entlang des Tapers	18
4.2.5	Beugung am dielektrischen Zylinder	18
4.3	Messung des Durchmessers mit Hilfe der Lichtbeugung	18
4.4	Vorschläge zur Verbesserung der Beugungsmessung	20
4.5	Theorie der Beugung am dielektrischen Zylinder	21
5	AUSBREITUNG VON LICHT IN EINER GETAPERTEN STANDARDFASER	23
5.1	Die Transformation der Grundmode eines Tapers	23
5.2	Ausbreitungsrechnung für Taper mit lokal gekoppelten Moden	26
5.3	Verluste eines langsam variierenden Tapers	29
5.3.1	Experimentelle Realisierung eines adiabatischen Tapers	31
5.3.2	Ausbreitungsrechnung zur Interpretation der Transmissionsmessung	32
5.3.3	Wirkung eines Tapers als Modeninterferometer	34
5.4	Vergleich der CMT-Implementierung mit BPM an einem Beispielproblem	35
5.5	Gruppenlaufzeitdispersion in Tapern	36
6	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	39

A	MODEN EINER FASER MIT DOPPELSTUFENINDEX	41
A.1	Eigenwertgleichungen	41
A.1.1	Kernmoden	41
A.1.2	Mantelmoden	41
A.2	Koeffizienten und Normierung	42
A.2.1	Kernmoden	42
A.2.2	Mantelmoden	42
B	MATERIALDISPERSION FÜR EINE STANDARDFASER	45
C	COMPUTERPROGRAMME	47
c.1	Simulation des Taperziehprozesses mit kleiner Heizzone	48
c.2	Computerprogramm zur Beugung an dielektrischen Zylindern	49
c.3	Computerprogramm zur Simulation der Lichtausbreitung in Fasertapern	50
	Literaturverzeichnis	55

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1	Brechzahlverteilung Stufenindexfaser	4
Abbildung 2	Brechzahlverteilung Doppelstufenindex	6
Abbildung 3	Verlauf der sieben höchsten rotationssymmetrischen Moden	8
Abbildung 4	Skizze Taperziehanlage	9
Abbildung 5	Stadien des Ziehprozesses	11
Abbildung 6	Zwei exponentielle Profile	13
Abbildung 7	Makroskopische Bilder eines Tapers	15
Abbildung 8	Aufbewahrungsbox für Taper	16
Abbildung 9	REM-Aufnahme und optische Aufnahme von dünner Tapertaille	16
Abbildung 10	Beugungsbilder einer 600 nm Taille	18
Abbildung 11	Vergleich kohärentes und inkohärentes Mikroskopbild	19
Abbildung 12	Beugungsbild	20
Abbildung 13	Lichtbeugung an dünner und sehr dünner Faser	21
Abbildung 14	Beugung einer ebenen Welle an einem Zylinder	21
Abbildung 15	Amplituden der Grundmode für verschiedene Außenradien	24
Abbildung 16	Höhenlinienbild der Feldamplitude für verschiedene Außenradien	25
Abbildung 17	Die profilunabhängige Koppelkonstante zwischen den beiden niedrigsten Moden	27
Abbildung 18	Amplituden der zweiten Mode für verschiedene Außenradien	28
Abbildung 19	Ausbreitungsrechnung in einem Taper	29
Abbildung 20	Maximaler Taperanstieg	30
Abbildung 21	Transmissionen während des Ziehprozesses	31
Abbildung 22	Zur Reproduzierbarkeit der Transmissionsmessung	33
Abbildung 23	Simulation der Transmission während eines Ziehvorgangs	34
Abbildung 24	Taper als Modeninterferometer	34
Abbildung 25	Vergleich CMT mit BPM für kleine L	36
Abbildung 26	Darstellung aller Modenanteile der CMT-Simulation	36
Abbildung 27	Adiabatizität des Modellproblems	36
Abbildung 28	Durchmesserabhängigkeit der Dispersion von Fasern	38
Abbildung 29	Dispersion von Fasern mit unterschiedlichem Außenradius	38

Abbildung 30 Brechzahlen für Mantel- und Kernglas 45

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1	Kennwerte einer Beispielfaser	3
Tabelle 2	Sellmeierkoeffizienten	45

EINLEITUNG

Glasfasern als Medium zur Datenkommunikation sind aus dem modernen Leben nicht mehr wegzudenken. Die Entwicklung der Glasfasern fußt auf der Technologie, hochreines Quarzglas zu kilometerlangen Fasern zu verziehen, in denen Licht mit vernachlässigbaren Verlusten transportiert wird. Gleichzeitig entstanden mit den Glasfasern neue Sensoren für Temperatur- oder Kraftmessung, die störunempfindlicher, sensibler oder besser für Multiplexmessungen geeignet sind als elektronische Ausführungen.

Bei Fasertapern (engl. *taper* für *Abschrägung*, *Verjüngung*) ändert sich der Querschnitt entlang der Faserachse. Zur Herstellung eines Tapers wird eine normale Glasfaser lokal erhitzt und gleichzeitig an ihren Enden auseinandergezogen, so dass sie immer dünner und länger wird.

Wenn die Dickenänderung sanft genug erfolgt, kann Licht das Bauelement nahezu verlustlos passieren, auch wenn die dünnste Stelle des Tapers (die *Taille*) weniger als einen Mikrometer misst.

Derart dünne Glasfäden haben besondere optische Eigenschaften. Die Lichtleistung kann auf einer sehr kleinen Fläche konzentriert werden, und es kann ein wesentlicher Feldanteil ins Außenmedium vordringen. Dies eröffnet Anwendungsmöglichkeiten im Bereich der nichtlinearen Optik, insbesondere in der Weißlichterzeugung (vgl. [LSBW⁺04]).

Es werden auch ganz neue Sensorkonzepte möglich, denn das in der Faser geführte Licht reagiert sehr empfindlich auf Brechzahländerungen des Außenmediums. In [PPPM05] wird ein Fasertaper quer unter einen Mikrokanal eingebettet. Damit kann beispielsweise das Spektrum des durchfließenden Analyten vermessen werden.

Durch Taper ist es auch möglich, Licht mit hoher Effizienz in Mikroresonatoren zu koppeln. In [SDA⁺07] wird damit ein Frequenzkamm-Generator aufgebaut.

Es werden außerdem aktuell Taper als Nahfeldsonden realisiert. Mit einer solchen Sonde kann man ein (planares) Objekt abrastern und dessen evaneszentes Lichtfeld mit hoher Auflösung vermessen (vgl. [MBT94]).

In [BKRo4] werden noch viele andere Anwendungsmöglichkeiten von Tapern aufgelistet.

Zur Herstellung dünner Glasfasern wurde am Institut für Photonische Technologien in Jena eine Versuchsanlage aufgebaut, die es ermöglicht, herkömmliche Glasfasern mit einem CO₂-Laserstrahl zu erhitzen und mit einem definierten Durchmesser- verlauf in den sub-Mikrometerbereich zu bringen.

Ziel dieser Diplomarbeit ist es, charakteristische optische Eigenschaften von Fasertapern unter experimentellen, theoretischen und simulationstechnischen Gesichtspunkten zu untersuchen.

In Kapitel 2 wird dazu die Theorie der Wellenleitung für Glasfasern dargestellt. Kapitel 3 erklärt, wie mit der Versuchsanlage ein definiertes Profil erzeugt werden kann. Die hergestellten Taper sind an ihren schmalsten Stellen so dünn, dass man bei der Durchmesserbestimmung an die Grenzen herkömmlicher optischer Mikroskopie stößt. Als ein möglicher Ausweg wird in Kapitel 4 die Vermessung der Beugungsbilder von transversal bestrahlten Fasern untersucht. Die Transmission ist eine wichtige Eigenschaft des Tapers und während des Ziehprozesses leicht zugänglich. Darum wird sie in Kapitel 5 untersucht. Desweiteren wird dort auf die Dispersion von Tapern eingegangen.

LICHTAUSBREITUNG IN ZYLINDERSYMMETRISCHEN WELLENLEITERN

In diesem Kapitel wird die Theorie von Moden entwickelt und der Begriff der Singlemodefaser eingeführt. Beim Taper übernimmt der Glasmantel für kleine Außenradien die Lichtführung. Deshalb ist es notwendig, ein Brechzahlprofil mit Kernindex n_{co} (core), Mantelindex n_{cl} (cladding) und dem Index des Außenmediums n_{lu} (Luft) zu betrachten. Um die wesentlichen Eigenschaften von Tapern zu verstehen, genügt das skalare Modell der schwachen Führung.

2.1 GRUNDLAGEN

Die Lichtleitung in Glasfasern beruht auf Totalreflexion.

Um Glasfasern herzustellen, werden Rohre aus reinem Quarzglas von innen mit einer dünnen Schicht dotierten Glases beschichtet. Dafür wird ein Gasgemisch aus Siliziumtetrachlorid und Germaniumtetrachlorid mit Sauerstoff im Rohr zu SiO_2 und GeO_2 umgesetzt. Das dotierte Glas hat eine geringfügig höhere Brechzahl n_{co} als das reine Quarzglas (z. B. $n_{\text{co}} = 1.453$ und $n_{\text{cl}} = 1.45$). Wenn das Rohr auf 2000°C erhitzt wird, kollabiert es zu einem Stab mit einem höherbrechenden Kern.

Im Kern dieses Glasstabes kann Licht geführt werden. Das bleibt auch so, wenn man den Stab aufheizt und aus ihm eine Glasfaser mit $125\ \mu\text{m}$ Durchmesser zieht. In Tabelle 1 sind Kennwerte aufgeführt, die etwa der einer Standardtelekommunikationsfaser entsprechen. Sie dienen als Grundlage für Simulationen dieser Arbeit, sofern nicht ausdrücklich andere Werte angegeben werden.

KENNWERT	WERT
Wellenlänge λ	$1,55\ \mu\text{m}$
Außenradius r_{cl}	$62,5\ \mu\text{m}$
Radienverhältnis $c = r_{\text{co}}/r_{\text{cl}}$	10/125
Kernindex n_{co}	1,453
Mantelindex n_{cl}	1,45
Index Außenmedium n_{lu}	1

Tabelle 1: Kennwert einer Beispielfaser.

2.2 MODELL EINFACHER STUFENINDEX

Um die Ausbreitung des Lichtes in einer Glasfaser zu beschreiben, muss man die Vektorwellengleichung für das elektrische Feld \mathbf{E} und das magnetische Feld \mathbf{H} lösen. Vereinfacht wird das Problem, wenn der Brechzahlssprung $n_{\text{co}} - n_{\text{cl}}$ sehr klein ist ([vgl. KM91, S.68]). Dann wird die Kopplung der Vektorwellengleichungen schwach und das Problem kann näherungsweise durch eine skalare Wellengleichung beschrieben werden. Das heißt, longitudinale Feldkomponenten werden vernachlässigt.

In Zylinderkoordinaten gilt für das elektrische Feld einer rotationssymmetrischen Faser in separierter Form ([Ker83], [SL95, S. 288]):

$$\mathbf{E}(r, \phi, z, t) = \mathbf{P} a \psi(r) e^{i(\omega t - \beta z \pm l \phi)} \quad (l = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.1)$$

mit einem beliebigen konstanten Polarisierungseinheitsvektor \mathbf{P} , der Ausbreitungskonstante β , der Amplitude a und der Drehimpulsquantenzahl l . Da die Longitudinalkomponenten vernachlässigt werden, ergibt sich das magnetische Feld aus dem elektrischen Feld:

$$\mathbf{H}(r, \phi, z, t) = \frac{1}{\mu_0 \omega} \mathbf{k} \times \mathbf{E} \quad (2.2a)$$

$$= n_{\text{eff}} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\mathbf{e}_z \times \mathbf{P}) a \psi(r) e^{i(\omega t - \beta z \pm l \phi)} \quad (2.2b)$$

mit dem Einheitsvektor \mathbf{e}_z in z -Richtung und

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad (2.3)$$

$$\mathbf{k} = \beta \mathbf{e}_z = k_0 n_{\text{eff}} \mathbf{e}_z. \quad (2.4)$$

Das skalare Feld $\psi(r)$ ist Lösung der Differentialgleichung

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} + k_0^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) \psi(r) = 0. \quad (2.5)$$

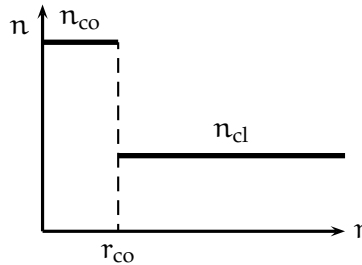


Abbildung 1: Brechzahlverteilung einer Stufenindexfaser mit Kernradius r_{co} und unendlich großem Mantel.

Für eine Stufenindexfaser mit Kernindex n_{co} und unendlich ausgedehntem Mantel mit Index n_{cl} kann die Brechzahlverteilung $n(r)$ mit einer Stufenfunktion $\theta(r)$ ausgedrückt werden. Es erweist sich als günstig, das Quadrat der Brechzahlverteilung mit dem Profilhöhenparameter $\Delta = (n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2)/(2n_{\text{co}}^2)$ darzustellen:

$$n^2(r) = n_{\text{co}}^2(1 - 2\Delta\theta(r - r_{\text{co}})), \quad (2.6)$$

$$\theta(r) = \begin{cases} 0, & r < 0, \\ 1, & r \geq 0. \end{cases} \quad (2.7)$$

An den Sprungstellen des Index muss ψ und $d\psi/dr$ stetig übergehen [SL95, S. 641].

Für konstanten Brechungsindex n ist Gleichung (2.5) die Besselsche Differentialgleichung und hat die Lösungen

$$\psi(r) = \begin{cases} AJ_1(uR)/J_1(u), & 0 < R < 1, \\ AK_1(wR)/K_1(w), & 1 < R < \infty, \end{cases} \quad (2.8)$$

$$u = r_{\text{co}}k_0\sqrt{n_{\text{co}}^2 - n_{\text{eff}}^2}, \quad (2.9)$$

$$w = r_{\text{co}}k_0\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{cl}}^2} \quad (2.10)$$

im Kern und Mantel. Dabei ist A eine Normierungskonstante und $R = r/r_{\text{co}}$ der normierte Radius. Für die Lösung wird vorausgesetzt, dass $\psi(r)$ im Unendlichen verschwindet und im Ursprung regulär ist.

Die Form von (2.8) ist so gewählt, dass ψ auf dem Rand $r = r_{\text{co}}$ stetig ist. Die Bedingung, dass auch die Ableitung $d\psi/dr$ bei $r = r_{\text{co}}$ stetig ist, liefert die Eigenwertgleichung zur Bestimmung der diskreten effektiven Indizes n_{eff} :

$$u \frac{J_{l+1}(u)}{J_l(u)} = w \frac{K_{l+1}(w)}{K_l(w)}, \quad (2.11a)$$

$$V^2 = u^2 + w^2, \quad (2.11b)$$

$$V = r_{\text{co}}k_0\sqrt{n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2}. \quad (2.11c)$$

Man kann zeigen, dass die obige Gleichung für einen kleinen V -Parameter $0 < V < 2.405$ nur eine einzige Lösung hat. Die Normierungskonstante A wird so gewählt, dass die Intensität $|a|^2$ wird:

$$|a|^2 = \frac{1}{2} \left| \int_{A_\infty} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)_z dA \right|. \quad (2.12)$$

Damit folgt

$$A = \left(\pi n_{\text{eff}} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \int_0^\infty r \psi(r)^2 dr \right)^{-1/2}, \quad (2.13)$$

$$= \left(\frac{\pi}{2} r_{\text{co}}^2 n_{\text{eff}} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \left(1 + \frac{J_{l+1}^2(u)}{J_l^2(u)} \right) \left(\frac{K_{l+1}^2(w)}{K_l^2(w)} - 1 \right) \right)^{-1/2}. \quad (2.14)$$

2.3 MODELL DOPPELSTUFENINDEX

Zur Beschreibung der in dieser Arbeit hergestellten Taper, ist ein Modell mit unendlich großem Glasmantel nicht ausreichend. Stattdessen wird die Wellengleichung für ein zylindersymmetrisches Problem mit drei Dielektrika gelöst. Die Indexverteilung wird durch die drei Brechzahlen $n_{co} > n_{cl} > n_{lu}$, den Kernradius r_{co} und den Mantelradius r_{cl} beschrieben. Parameter für eine Beispielfaser sind $n_{co} = 1.453$, $n_{cl} = 1.45$ und $n_{lu} = 1$. Der Indexsprung von Glas auf Luft ist groß. In dieser Arbeit wird

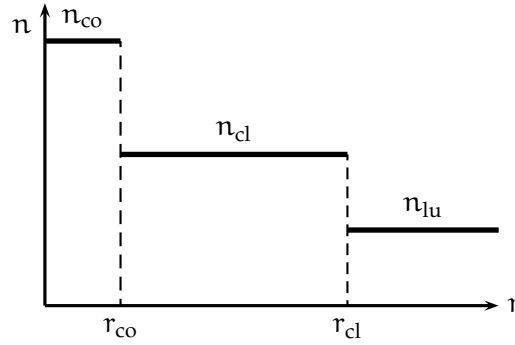


Abbildung 2: Brechzahlverteilung einer Stufenindexfaser mit endlichem Mantel.

das Problem nur in der skalaren Näherung betrachtet ([vgl. SL95, S. 260, 558]), eine vektorielle Rechnung wird in [XZ02] ausgeführt. Das skalare Problem der Faser mit endlichem Mantel wird in [Mon82], [KN74] und [Mar87] behandelt. Die Ergebnisse aus [Mon82] werden hier noch einmal zusammengestellt.

Das Quadrat der Brechzahlverteilung für eine Faser mit Kernradius r_{co} und Außenradius r_{cl} ist

$$n^2(r) = n_{co}^2 (1 - 2\Delta_{co}\theta(r - r_{co}) - 2\Delta_{cl}\theta(r - r_{cl})), \quad (2.15)$$

$$\Delta_{co} = \frac{n_{co}^2 - n_{cl}^2}{2n_{co}^2} = 0,0021, \quad (2.16)$$

$$\Delta_{cl} = \frac{n_{cl}^2 - n_{lu}^2}{2n_{co}^2} = 0,26. \quad (2.17)$$

Die Zahlenwerte ergeben sich durch Einsetzen von $n_{co} = 1.453$, $n_{cl} = 1.45$ und $n_{lu} = 1$. Für diese Indexverteilung $n(r)$ muss die Besselsche Differentialgleichung (2.5) stückweise gelöst werden. Folgende Parameter werden verwendet:

$$u = r_{co}k_0\sqrt{n_{co}^2 - n_{eff}^2}, \quad u' = r_{cl}k_0\sqrt{n_{cl}^2 - n_{eff}^2}, \quad (2.18)$$

$$v = r_{cl}k_0\sqrt{n_{eff}^2 - n_{lu}^2}, \quad v' = r_{cl}k_0\sqrt{n_{eff}^2 - n_{cl}^2}, \quad (2.19)$$

$$c = r_{co}/r_{cl}. \quad (2.20)$$

Der neue Parameter c gibt das Verhältnis von Kern- zu Mantelradius an. Es wird davon ausgegangen, dass sich dieses Verhältnis beim Erhitzen und Verziehen der

Faser nicht ändert. Für die Beispielfaser ist $c = 10/125$. Die Lösungsfunktionen im Kern und in der Luft sind wie bei dem Problem mit unendlichem Mantel $J_0(ur/r_{co})$ und $K_0(vr/r_{cl})$. Ab jetzt werden die Ausdrücke für rotationssymmetrische Moden mit Drehimpulsquantenzahl $l = 0$ formuliert. Die Ausdrücke für beliebige Drehimpulsquantenzahlen l können wiedergewonnen werden, indem untere Indizes 0 in l und 1 in $l + 1$ umgewandelt werden. Für die Lösungsfunktion im Mantel gibt es zwei unterschiedliche Fälle, je nach dem Vorzeichen des Ausdrucks $k_0 n_{cl}^2 - \beta^2$ in (2.5). Moden mit $n_{eff} > n_{cl}$ nennt man Kernmoden. Moden mit $n_{lu} < n_{eff} < n_{cl}$ sind Mantelmoden.

Die Feldverteilung für Kernmoden ist:

$$\psi_{co}(r) = \begin{cases} A'_0 J_0(ur/r_{co}), & r < r_{co}, \\ A'_1 I_0(v'r/r_{cl}) + A'_2 K_0(v'r/r_{cl}), & r_{co} < r < r_{cl}, \\ A'_3 K_0(vr/r_{cl}), & r > r_{cl}. \end{cases} \quad (2.21)$$

Jetzt wird wieder die Stetigkeit von ψ und $d\psi/dr$ an den Sprungstellen von $n^2(r)$ gefordert. Das entsprechende homogene Gleichungssystem in vier Variablen A'_i kann als Matrixgleichung aufgeschrieben werden. Die Forderung, dass die Koeffizientendeterminante verschwindet, ermöglicht die freie Wahl einer Variablen (hier A'_0) und liefert die Eigenwertgleichung

$$\frac{\widehat{J}(u) - \widehat{K}(v'c) \widehat{K}(v) + \widehat{I}(v')}{\widehat{J}(u) + \widehat{I}(v'c) \widehat{K}(v) - \widehat{K}(v')} = \frac{I_1(v'c)K_1(v')}{I_1(v')K_1(v'c)}. \quad (2.22)$$

Hierbei sind Funktionen mit Dach definiert durch:

$$\widehat{Z}(x) = \frac{Z_0(x)}{xZ_1(x)}. \quad (2.23)$$

Hat man mit Hilfe der Eigenwertgleichung (2.22) einen effektiven Index n_{eff} zu einer Mode bestimmt, dann kann man die vier Koeffizienten A'_0 , A'_1 , A'_2 und A'_3 mit den im Anhang A angegebenen Gleichungen ermitteln. Die Gleichungen (A.3) liefern A'_1 , A'_2 und A'_3 . Analog zu (2.12) wird A'_0 so gewählt, dass die Intensität $|a|^2$ wird. Dafür wird N_{co} mit (A.4) und $A'_0 = 1$ berechnet und dann $A'_0 = N_{co}^{-1/2}$ gesetzt.

Für Mantelmoden ($n_{lu} < n_{eff} < n_{cl}$) ist die Feldverteilung

$$\psi_{cl}(r) = \begin{cases} A_0 J_0(ur/r_{co}), & r < r_{co}, \\ A_1 J_0(u'r/r_{cl}) + A_2 Y_0(u'r/r_{cl}), & r_{co} < r < r_{cl}, \\ A_3 K_0(vr/r_{cl}), & r > r_{cl}. \end{cases} \quad (2.24)$$

Die Eigenwertgleichung der Mantelmoden ist

$$\frac{\widehat{J}(u) - \widehat{Y}(u'c) \widehat{K}(v) - \widehat{J}(u')}{\widehat{J}(u) - \widehat{J}(u'c) \widehat{K}(v) - \widehat{Y}(u')} = \frac{J_1(u'c)Y_1(u')}{J_1(u')Y_1(u'c)}. \quad (2.25)$$

Die Koeffizienten sind in Anhang A in Gleichung (A.6a) angegeben. Die Normierung erfolgt über N_{cl} in (A.7).

Numerische Lösung der Eigenwertgleichungen

In Abb. 3 sind die Nullstellen von (2.22) und (2.25) dargestellt. Für $r_{cl} = 70 \mu\text{m}$ bis $30 \mu\text{m}$ ist die Grundmode LP_{01} kerngeführt ($n_{\text{eff}} > n_{cl}$). Für kleinere Außenradien hat die Kernmoden-Eigenwertgleichung (2.22) keine Lösung mehr. Die Grundmode wird zu einer Lösung der Mantelmoden-Eigenwertgleichung (2.25).

Für große Außenradien $r_{cl} > 40 \mu\text{m}$ entspricht der Verlauf der Grundmode sehr gut der Lösung des einfachen Stufenindex aus Abschnitt 2.2 mit Kernindex n_{co} und unendlichem Glasmantel. Für kleine Außenradien $r_{cl} < 20 \mu\text{m}$ kann das Problem als einfacher Stufenindex mit Kern aus Mantelglas mit Index n_{cl} und unendlichem Luftmantel mit Index n_{lu} beschrieben werden. Allerdings wird das wichtige Übergangsgebiet von dem einfachen Modell nicht erfasst. Die Verstimmung $\Delta\beta_{12} = \beta_1 - \beta_2$ der Grundmode LP_{01} und der nächsthöheren Mode LP_{02} wird in Kapitel 5 benutzt, um die Lichtausbreitung im Taper zu berechnen. Das heißt, gerade im Gebiet mit Außenradien um $30 \mu\text{m}$ tritt die stärkste Kopplung auf.

Die Feldverteilung $\psi(r)$ kann durch Einsetzen der in Abb. 3 dargestellten n_{eff} in (2.21) bzw. (2.24) berechnet werden. In Abb. 15 und Abb. 18 sind die Feldverteilungen der Moden LP_{01} und LP_{02} dargestellt.

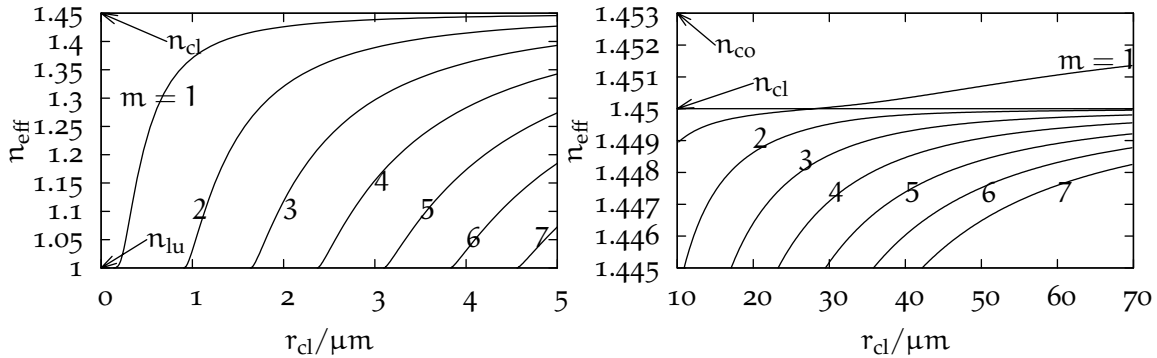


Abbildung 3: Verlauf der sieben höchsten rotationssymmetrischen Moden LP_{0m} für variierenden Außenradius r_{cl} , $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ und $c = r_{co}/r_{cl} = 10/125$. In der rechten Abbildung sind die effektiven Indizes bei großem Radius dargestellt. Der effektive Index der Grundmode LP_{01} sinkt bei $r_{cl} = 30 \mu\text{m}$ unter $n_{cl} = 1,45$. Bei größeren Radien wird der Indexverlauf der Grundmode gut durch ein einfaches Stufenindexprofil mit Kernradius r_{co} , Kernindex $n_{co} = 1,453$ und unendlichem Mantel $n_{cl} = 1,45$ beschrieben. Im linken Diagramm sind die Modenindizes für kleine Außenradien dargestellt. Der Verlauf ist in guter Näherung wie beim Einfachstufenindex mit Kernradius r_{cl} , Kernindex $n_{cl} = 1,45$ und unendlichem Mantel $n_{lu} = 1$.

HERSTELLUNG VON TAPERSTRUKTUREN

Im folgenden Kapitel wird dargestellt, wie aus einer Glasfaser mit homogenem Durchmesser ein neuartiges Bauelement mit einer Durchmesservariation entlang der Faserachse hergestellt werden kann. Das Verfahren beruht im Wesentlichen darauf, dass ein Teilstück der Faser erhitzt wird und durch eine Kraft entlang der Faserachse auseinandergezogen wird.

3.1 DER VERSUCHSAUFBAU

Die Faser wird mit zwei Spannbacken senkrecht zwischen zwei Linear-Versteller geklemmt. Als Heizung kommen verschiedene Techniken in Frage: elektrisch beheiztes Filament, Wasserstoffflamme, Lichtbogen oder Laserstrahlung. Hier wird ein CO₂-Laser mit 10.6 μm Wellenlänge verwendet. Der Laserstrahl verunreinigt nicht die Faser (keine Verbrennungsgase) und kann präzise ($\pm 2 \mu\text{m}$) und schnell ($< 300 \text{ mm/s}$) über die Faser bewegt werden.

Die Laserleistung wird in zwei gleiche Teile geteilt und von entgegengesetzten Seiten auf die Faser fokussiert. Die Strahltaile im Fokus beträgt dabei 18 μm . Es hat sich gezeigt, dass die Laserleistung für dünne Faserdurchmesser erhöht werden muss. Deshalb wird der Faserdurchmesser während des Ziehprozesses mit einem Mikroskop gemessen und die Leistung nachgeregelt. Zur Leistungsmessung dient ein thermischer Messkopf. Der Laser hat eine maximale Ausgangsleistung von 30 W. Die dünnsten damit möglichen Tapertailen sind 3 μm .

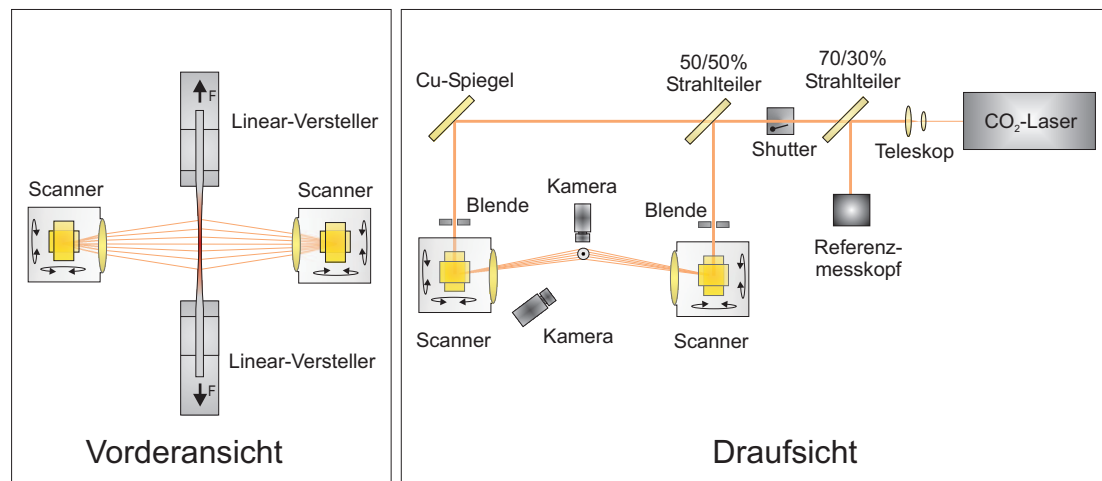


Abbildung 4: Skizze vom Aufbau der Taperziehanlage.

Um noch dünnere Tailen herzustellen, wird die Faser durch ein Korundröhrchen (1,6 mm Außen-, 0,9 mm Innendurchmesser, 30 mm lang) geführt und dieses durch den Laser beheizt. Die Laserleistung kann dabei im Wesentlichen für alle Durchmesser konstant bleiben. Es konnte ein Tailendurchmesser von 300 nm erreicht werden, wobei vermutlich auch noch dünnere Durchmesser möglich sind.

Für die Herstellung von verlustarmen Tapern ist eine perfekte Justage der Faserhalterungen und der Scanner erforderlich. Um die Führungsnut einer Spannbacke auszurichten, wird ein ca. 7 cm Stück entmantelte 200 μm -Faser eingelegt. Die Faser wird von zwei Seiten betrachtet, während der Versteller sie mehrere Zentimeter durchfährt. Winkelfehler werden mit Blechen (50 – 200 μm Dicke) korrigiert.

Um einen Scanner zu justieren, wird ein Messkopf hinter die Faser gestellt. Der Scanner fährt eine Linie senkrecht zur Faserrachse ab. Es erfolgt die Bestimmung der Position des Transmissionsminimums.

Während des Ziehprozesses wird die Transmission des Tapers gemessen. In dieser Arbeit wurden nur Single-Mode-Fasern, mit Cut-Off unter 1,5 μm Wellenlänge verzogen. In die Faser wird Licht einer ASE-Quelle (amplified stimulated emission) bei 1,5 μm Wellenlänge eingekoppelt. Das Coating wird an den zwei Spleiß-Stellen und an der Stelle, an der der Taper entstehen soll, entfernt. Es wird also die Transmission der Grundmode gemessen.

3.2 MODELL ZUR VORHERSAGE DER PROFILFORM

Im Folgenden wird ein Modell aus [BL92] beschrieben. In Abb. 5 sind einige Stadien eines Ziehprozesses untereinander skizziert. Für die Längenparameter gilt das Längengesetz:

$$L_0 + 2x_i = L_i + 2\zeta_i. \quad (3.1)$$

Bei einem kleinen Zeitschritt $t \rightarrow t + \delta t$ wird die Faser um $2\delta x$ gestreckt, die Länge der Heizzone um δL und der Faserradius in der Heizzone um δr verändert. Wegen der Identität (3.1) gilt für die Änderung der Taperzone

$$\delta\zeta = \delta x - \frac{1}{2}\delta L. \quad (3.2)$$

Eine Voraussetzung für das Modell ist, dass die Taperzone nicht kleiner wird: $\delta z \geq 0$. Sonst bleibt der Faserradius in der Heizzone nicht konstant. Es muss also stets $\delta L \leq 2\delta x$ gelten.

Die Erweiterung der Taperzone erfolgt mit dem Material der ursprünglichen Heizzone, deren Volumen $\pi r^2 L$ beträgt. Da $\delta\zeta$ bereits eine kleine Größe erster Ordnung darstellt, kann für das Volumen der Tapererweiterung

$$\delta V_T = 2\pi(r + \delta r)^2 \delta\zeta \quad (3.3)$$

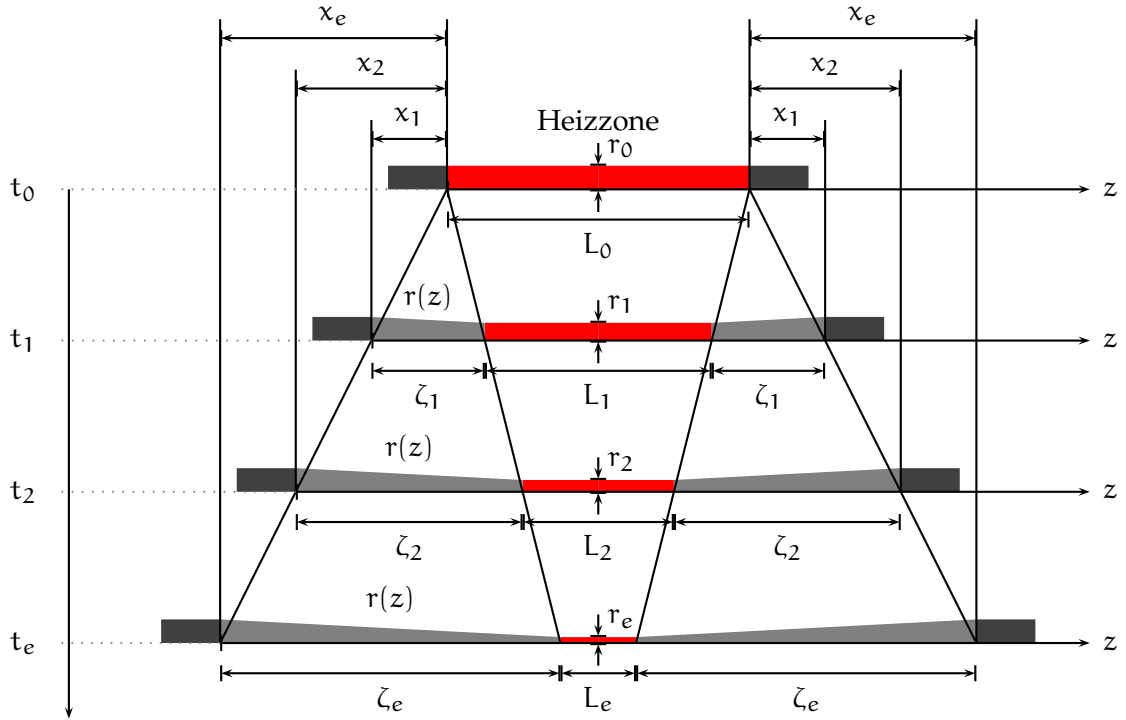


Abbildung 5: Stadien des Ziehprozesses mit Verlängerung x , veränderlicher Heizzone L , der wachsenden Taperzone der Länge ζ und dem Profil $r(z)$.

angesetzt werden. Zusammen mit dem neuen Volumen der Heizzone $\pi(r + \delta r)^2(L + \delta L)$ muss sich das alte Volumen der Heizzone ergeben. Daraus folgt bei Vernachlässigung von Größen höher als 1. Ordnung das differentielle Volumengesetz

$$\frac{\delta r}{\delta x} = \frac{dr(x)}{dx} = -\frac{r(x)}{L(x)}. \quad (3.4)$$

Dem zu x gehörigen Radius der Heizzone kann über die oben beschriebene Identität (3.1) ein Wert ζ zugeordnet werden. Dieser Radius wandert aus der Heizzone heraus, so dass die Zuordnung von $z = \zeta$ und r erhalten bleibt. Daraus ergibt sich die endgültige Profilkurve $r(z)$.

Für eine konstante Heizzone $L(x) = L_0 = \text{const.}$ folgt aus (3.1) $z = x$. Mit $r(z = 0) = r_0$ kann das differentielle Volumengesetz (3.4) integriert werden:

$$\frac{dr}{r} = -\frac{1}{L_0} dz, \quad (3.5a)$$

$$\int_{r_0}^r \frac{1}{r'} dr' = -\frac{z}{L_0}, \quad (3.5b)$$

$$r(z) = r_0 e^{-z/L_0}. \quad (3.5c)$$

Das heißt, der Durchmesser nimmt entlang des Tapers exponentiell ab. Mit (3.5c) kann man einer realen Heizung eine effektive Heizzone L_0 zuordnen, indem der Anstieg des logarithmierten Durchmesserlaufs bestimmt wird. Die Anwendbarkeit des hier vorgestellten Modells kann überprüft werden, indem der Prozess mit unterschiedlichen Ziehgeschwindigkeiten dx/dt durchgeführt wird. Das Modell ist gut, wenn die Profile gleiche L_0 aufweisen.

Für $L(x) = L_0 - x$ erhält man einen linearen Taperverlauf

$$r(z) = r_0 - \frac{2}{3} \frac{r_0}{L_0} z. \quad (3.6)$$

So ein Taper ist in Abb. 5 dargestellt.

Das inverse Problem: Herstellung beliebiger Profile

Das Modell hilft auch, einen Ziehprozess zu konstruieren, der ein bestimmtes Profil erzeugt. Dafür werden das gewünschte Profil $r(z)$ (beinhaltet Anfangsradius r_0 und Tailenradius r_e), die Profillänge ζ_e und die Heizzonlänge am Ende L_e vorgegeben. Gesucht ist, wie die Heizzone $L(x)$ mit der Verlängerung x variiert werden soll sowie die maximale Verlängerung x_e .

Aus dem differentiellen Volumengesetz (3.4) und der r -Ableitung des Längengesetzes folgt eine Differentialgleichung erster Ordnung:

$$\frac{dL(r)}{dr} + \frac{2L(r)}{r} + 2\frac{d\zeta}{dr}. \quad (3.7)$$

Die Funktion $r(z)$ ist vorgegeben und damit auch die Ableitung $dr/dz = dr/d\zeta = (d\zeta/dr)^{-1}$. Die Lösung von (3.7) mit den Anfangswerten $r(\zeta = 0) = r_0$ und $L(\zeta = 0) = L_0$ ist

$$L(\zeta) = \frac{1}{r^2(\zeta)} \left(r_0^2 L_0 - 2 \int_0^\zeta r^2(\zeta') d\zeta' \right). \quad (3.8)$$

Am Versuchstisch ist die Verlängerung x besser zu handhaben, als die momentane Taperbreite ζ . Deshalb wird das Ergebnis noch mit der zu $x(\zeta) = 2\zeta + L(\zeta) - L_0$ gehörigen inversen Funktion $\zeta(x)$ und $L(x) = x + L_0 - 2\zeta(x)$ transformiert. Der Abstand x_e , den die Spannbacken insgesamt auseinanderfahren, ergibt sich zu $x_e = 2\zeta_e + L_e - L_0$.

Variation der Heizonenlänge

Eine einstellbare Heizzone L wird durch Bewegung der Laserfokusse (also einer kleinen Heizzone der Länge l) entlang der Faser mittels der Laserscanner erzeugt. Wenn ein Röhrchen verwendet wird, dann führen die Spannbacken zwei überlagerte Bewegungen aus: eine relativ schnelle Oszillationsbewegung ($v_f = 0,8 \text{ mm/s}$) und eine langsame Zugbewegung ($v_s = 0,02 \text{ mm/s}$).

Durch diese Vorgehensweise werden beim Ziehprozess ohne Röhrchen stärkere Anforderungen an die Stabilität der Laserleistung gestellt. Wenn einmal eine Delle im Profil entstanden ist, dann verschwindet sie nicht mehr von selbst ([vgl. DOW89]). Besonders anfällig sind die Umkehrpunkte des Lasers.

Die Laserablenkgeschwindigkeit v_f muss mindestens so hoch gewählt werden, dass die Spannbacken die Länge l auseinandergefahren sind, wenn die kleine Heizzone die Länge L abgefahren hat. Sonst entstehen Stufen im Profil. Die kleine Heizzone l hängt von Laserleistung, Faserradius und Fasermaterial ab und ist etwa $200 \mu\text{m}$ lang. Die Laserablenkgeschwindigkeit v_f muss aber auch kleiner als 1 mm/s sein, damit die Faser homogen erhitzt wird.

In Abb. 6 sind Profile dargestellt, die mit konstantem L_0 und ohne Röhrchen gezogen wurden. Der Vergleich mit dem theoretisch vorhergesagten Profil beweist die Anwendbarkeit des hier vorgestellten Modells.

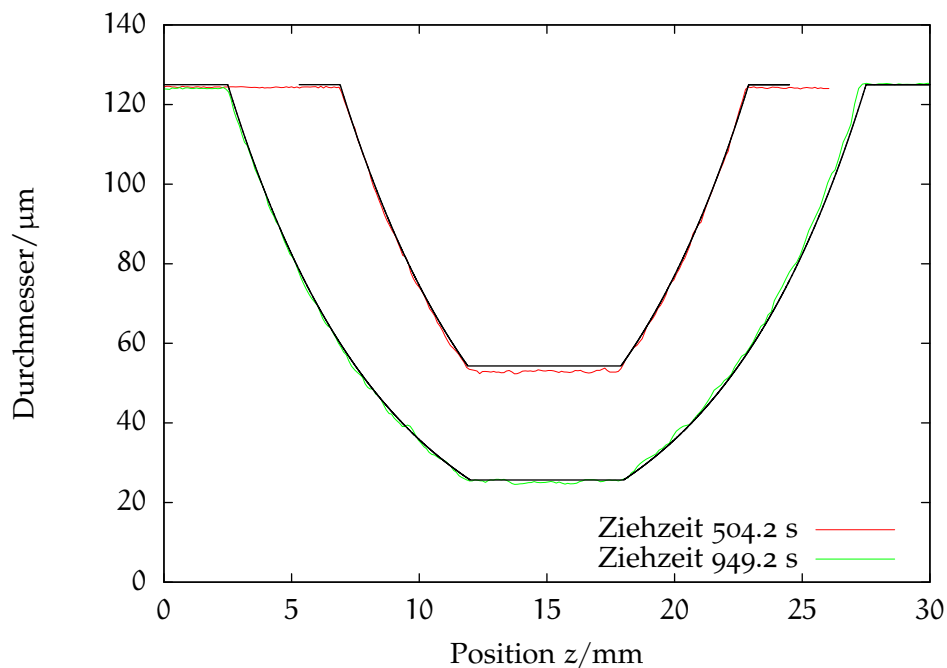


Abbildung 6: Zwei exponentielle Profile mit konstanter Heizzone $L_0 = 6 \text{ mm}$ nach 504,2 s (rot) und 949,2 s (grün) Ziehzeit. Mit Laserablenkgeschwindigkeit $v_f = 1 \text{ mm/s}$ und Ziehgeschwindigkeit $v_s = 0,02 \text{ mm/s}$. Die schwarzen Graphen sind Vorhersagen der Profile durch das hier vorgestellte Modell.

Mit dem Simulationsprogramm in Anhang C.1 kann gezeigt werden, dass es laut Birks-Modell kaum Einfluss auf das Profil hat, ob der Laser mit gleicher Geschwindigkeit hin und zurück über die Faser geführt wird oder ob die Hinbewegung schnell und die Rückbewegung langsam erfolgt. Es hat sich gezeigt, dass im letzteren Fall ein unsymmetrischer Bi-Taper entsteht. Die Taperzone auf der schnell angefahrenen Seite verläuft weniger steil als die langsam angefahrne Seite. Im bisherigen Modell bleibt unberücksichtigt, wie die Wärmeentstehung und der Wärmetransport in der Glasfaser erfolgen.

In [GZP98] und [WM96] werden Überlegungen zum Wärmeeintrag durch CO₂-Laser angestellt. Dabei sind jedoch Materialparameter erforderlich, die nicht hinreichend genau bekannt sind (Absorptionskoeffizient von dotiertem Quarzglas bei 10,6 μm Wellenlänge in der Nähe der Transformationstemperatur).

In [XEBH07] wird mit einem besseren hydrodynamischen Modell der Fall untersucht, bei dem die Viskosität entlang der Heizzone variiert.

CHARAKTERISIERUNG DER TAPERGEOMETRIE

Eine wesentliche Schwierigkeit bei der Herstellung von Tapern ist die nachträgliche Bestimmung des Durchmesserverlaufs. In Abb. 7 ist ein typischer Bi-Taper mit 600 nm Taillenradius und einer Gesamtlänge von ca. 2 cm dargestellt. Im Taperziehplatz ist ein Mikroskop integriert, das von der Seite auf die Faser schaut. Nach dem Ziehprozess kann der komplette Taper an dem Mikroskop vorbeigefahren werden und es entstehen Aufnahmen wie in Abb. 6. Es hat sich gezeigt, dass dieses Verfahren bis etwa $10\text{ }\mu\text{m}$ Taillendurchmesser verlässliche Ergebnisse liefert. Kleinere Durchmesser werden auf zuwenige Pixel der Kamera abgebildet und sind nicht mehr auszuwerten.

4.1 DIE PROBENHALTERUNG

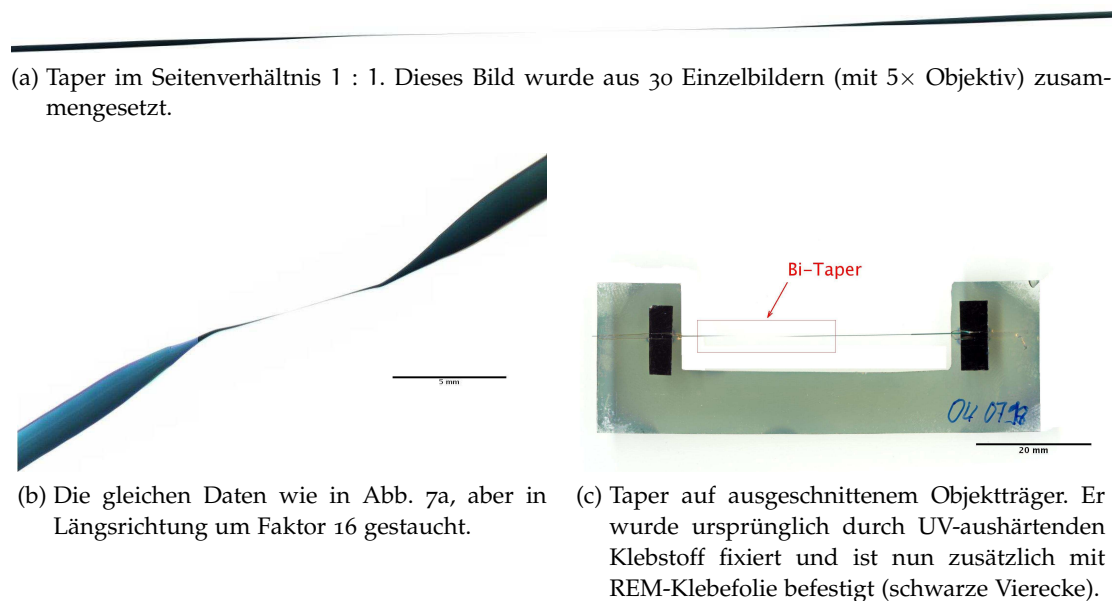


Abbildung 7: Makroskopische Bilder eines Tapers. Der Durchmesser der ungetaperten Faser ist $125\text{ }\mu\text{m}$ die dünnste Stelle auf den Taper hat einen Durchmesser von 600 nm.

Bevor weiter auf Messtechnik eingegangen wird, soll zunächst über die Handhabung der Taper berichtet werden. Taper mit einem Taillendurchmesser von ca. $10\text{ }\mu\text{m}$ lassen sich noch von Hand bewegen. Um Taper transportieren und untersuchen zu können, werden sie mit UV-aushärtendem Klebstoff auf Mikroskop-Objektträger aus BK7-Glas fixiert. Der mit Klebstoff bestrichene Objektträger wird dafür mit einem Li-

nearverschieber an den Taper in der Ziehaperatur gefahren. Auf diese Weise können auch Taper im sub-Mikrometerbereich gehandhabt werden.

Der Objektträger ist U-förmig, so dass der Taper von allen Seiten zugänglich ist (siehe Abb. 7c).

Derart gehaltene Taper können staubfrei in einer Box wie in Abb. 8 gelagert werden. Es ist zu beachten, dass zum Taper auch noch 10 cm Faser auf beiden Seiten zählen. Schließlich muss später noch Licht eingekoppelt werden können.

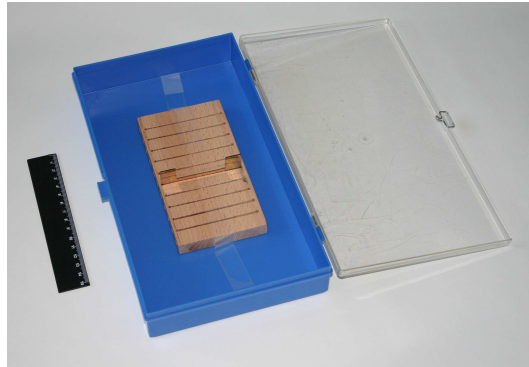
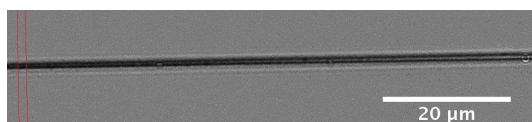


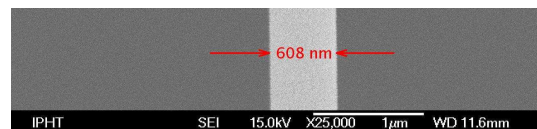
Abbildung 8: Aufbewahrungsbox für Taper.

4.2 STAND DER TECHNIK ZUR DURCHMESSERBESTIMMUNG

Im folgenden Abschnitt wird ein Überblick über verschiedene Methoden der Durchmesserbestimmung von Tapern gegeben.



(a) Optische Aufnahme der Taille mit 100 \times Objektiv (NA 0,75). Die rote Markierung gibt die Stelle an, an der die Daten für Abb. 11 entnommen wurden.



(b) REM-Aufnahme der Taille. Der Taper liegt vertikal im Bild. Der Durchmesser wurde auf 608 nm bestimmt.

Abbildung 9: Gegenüberstellung einer optischen und einer elektronenmikroskopischen Aufnahme der goldbeschichteten Taille eines Tapers mit etwa 600 nm Durchmesser.

4.2.1 Elektronenmikroskopie

Die Rasterelektronenmikroskopie liefert hohe Auflösung und Tiefenschärfe. Das Objekt muss jedoch leitfähig sein, damit der Elektronenstrahl nicht durch lokale Aufladungen abgelenkt wird. Das wird durch Goldbeschichtung erreicht. Vermutlich wird

ein Taper durch die Schicht für die meisten Anwendungen unbrauchbar. Andererseits ist der Ziehprozess so reproduzierbar (siehe Abschnitt 5.3.1), dass mehrere Taper mit gleichen Parametern hergestellt werden können. Aus einem Taper, der vermessen wird, kann auf die Eigenschaften der anderen geschlossen werden.

4.2.2 Optische Mikroskopie

In Abb. 9a ist ein Mikroskopbild des 600 nm-Tapers dargestellt. Es wurde nach dem REM-Bild aufgenommen. Das heißt, der Taper ist durch die Goldschicht kein reines Phasenobjekt mehr. Die Beleuchtung erfolgte durch einen Kondensor und zur Abbildung wurde ein $100\times$ Objektiv mit einer numerischen Apertur von 0,75 verwendet. Um normalisierte Bildhelligkeiten zu erhalten, wurden zwei Bilder mit gleicher Belichtungszeit aufgenommen: ein Nullbild, das nur die Beleuchtung enthält und ein Objektbild mit dem Taper.

In Abb. 9a ist der Grünkanal des Quotienten aus Objektbild und Nullbild dargestellt. Das Abbildungsverhältnis des Mikroskops ist so, dass ein Pixel der CCD-Kamera 65 nm im Objekt entsprechen. Das heißt, es wäre zu erwarten, dass die Taille neun dunkle Pixel im Bild überdeckt.

Es ist nicht einfach, das Objekt scharf zu stellen. Auf der rechten Seite in Abb. 9a erscheint eine helle Linie in der Mitte des Objektes. Auf der (rot markierten) linken Seite ist das Bild des Objektes nur ein Intensitätsminimum. In Abb. 11 wird der Intensitätsverlauf als Graph dargestellt (grüne Kurve). Die Breite dieser Kurve ist $0,9\text{ }\mu\text{m}$ (FWHM).

Interessant ist in diesem Zusammenhang die Arbeit [Gan25] von 1925. Dort wird die mikroskopische Abbildung dünner Linienobjekte behandelt. Gans beschreibt, wie das Bild durch Änderung der Beleuchtung beeinflusst wird und gibt darauf aufbauend eine Methode an, um die Dicke im μm -Bereich zu vermessen.

4.2.3 Anregung von Flüstergalerie-Moden in der zu vermessenden Taille

In [BKDoo] wird eine Messmethode vorgestellt, bei dem ein Nano-Bi-Taper als Sensor an eine Glasfaser herangeführt wird. Dabei wird das Transmissionsspektrum des Nanotapers gemessen. Diskrete Lichtfrequenzen können über das aus dem Sensor herausragende evaneszente Lichtfeld in die Glasfaser überkoppeln und regen dort Flüstergalerie-Moden an (ein den Faserquerschnitt umlaufendes Feld).

Im Transmissionsspektrum treten bei bestimmten Frequenzen Linien mit geringer Transmission auf. Die Frequenzen hängen vom Durchmesser der Glasfaser ab und Durchmesseränderungen können sehr gut gemessen werden, indem der Sensor an der Glasfaser entlangefahren wird. Es gibt einen minimalen Durchmesser, bei dem Flüstergalerie-Moden existieren. Der in [BKDoo] beschriebene Sensor hat einen Durchmesser von $1,3\text{ }\mu\text{m}$ und eine Faser mit $20\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser kann mit einer Genauigkeit von 0,2% vermessen werden.

4.2.4 Abgreifen des evaneszenten Feldes entlang des Tapers

In [SDF⁺06] wird die Transmission eines Nano-Bi-Tapers gemessen. Am Taper wird ein Absorber (eine andere Faser) entlangbewegt. Wenn der Taper dünner ist, wechselwirkt ein höherer Anteil seines evaneszenten Feldes mit dem Absorber und die Transmission sinkt. Um absolute Durchmesser anzugeben, braucht man immer noch eine REM-Messung. Die Autoren haben damit Durchmesser im Bereich von 1 μm mit einer Genauigkeit von 1% bestimmen können. Diese Genauigkeit wird vermutlich auch für kleinere Durchmesser erreicht.

4.2.5 Beugung am dielektrischen Zylinder

In [BB81] werden alle Elemente der Streumatrix einer 2 μm dünnen Glasfaser für Beugungswinkel von 5° bis 160° gemessen. Die Autoren geben eine Genauigkeit von 0.2% für ihre Auswertung an.

In [WGo4] wird Laserlicht von der Seite auf einen Taper mit 700 nm Taillendurchmesser gestrahlt und das Beugungsbild auf einem etwa 30 cm entfernten Schirm vermessen. Dabei erreichen die Autoren nur eine Genauigkeit von 15%.

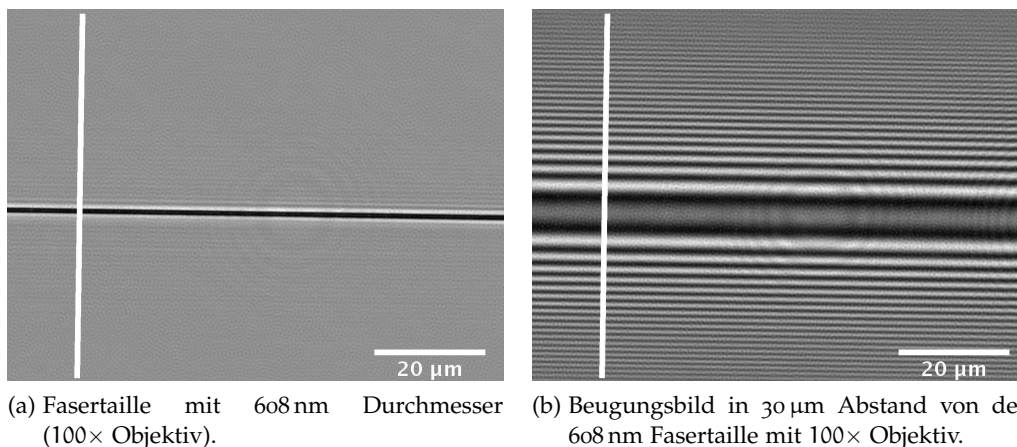


Abbildung 10: Beugungsbilder mit Laserdiode ($\lambda = 661 \text{ nm}$). Entlang der weißen Linien werden Daten entnommen.

4.3 MESSUNG DES DURCHMESSERS MIT HILFE DER LICHTBEUGUNG

Während dieser Arbeit wurde untersucht, ob sich die Vermessung des Beugungsbildes eines Tapers zur Durchmesserbestimmung eignet. Es bot sich an, ein herkömmliches Mikroskop mit z-Verschiebe-Tisch für die Bildaufnahme zu verwenden.

Als Lichtquelle dient eine Laserdiode mit 661 nm Wellenlänge. Das Licht wird über eine Monomode-Faser an das Mikroskop geführt und beleuchtet von unten einen Ta-

per im Objektträger aus einem Abstand von 3 cm. Es hat sich gezeigt, dass die Lichtintensität für gute Beugungsbilder ausreicht. Das Licht muss nicht kollimiert werden. Der Abstand von Lichtquelle zum Objekt ist so groß, dass das Beleuchtungsfeld im Bereich des Tapers als ebene Welle genähert werden kann.

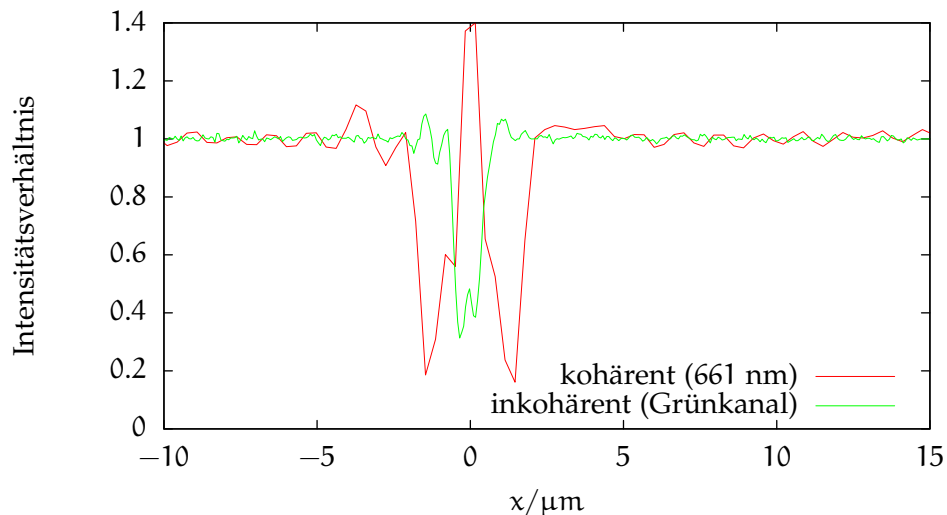


Abbildung 11: Gegenüberstellung eines Mikroskopbildes mit kohärentem Licht einer Laserdiode aus Abb. 10a und einer Abbildung mit inkohärentem Licht (hier ist der Taper zusätzlich goldbeschichtet) aus Abb. 9a (für beide 100 \times Objektiv).

Die Kohärenzlänge der Lichtquelle ist etwa 300 μm . Sie ist so gewählt, dass die Beugungserscheinungen um den Taper gut sichtbar werden und der Einfluss der anderen Grenzflächen im Mikroskop auf das Bild vermindert wird. Bei Verwendung eines Helium-Neon-Lasers entstehen sehr viele kontrastreiche Interferenzlinien, die das eigentliche Beugungsbild sehr schwer auswertbar machen.

Die Beleuchtung ist linear polarisiert, aber die Polarisationsrichtung ist unbekannt.

Zur Bildnormalisierung werden in jeder z -Stellung zwei Bilder aufgenommen. Ein Nullbild ohne Taper und ein Objektbild mit Taper. Für die Auswertung wird der Quotient aus Objektbild und Nullbild verwendet.

In den Bildern Abb. 10a und Abb. 10b sind Aufnahmen einer Tapertaille dargestellt. Das Beugungsbild Abb. 10b wurde in 30 μm Abstand von der Faserachse aufgenommen.

Nach der beugungsoptischen Vermessung wurde der Taper mit Gold beschichtet (ca. 6 nm Schichtdicke) und unter einem Rasterelektronenmikroskop vermessen. Der dünnste Taillendurchmesser beträgt 608 nm (vgl. Abb. 9b). In Abb. 12 ist das theoretische Beugungsbild einer homogenen Faser mit $n = 1,456\,25$ in Luft und 600 nm Durchmesser dem gemessenen Beugungsbild gegenübergestellt.

Die Maxima und Minima beider Kurven können erst gut zur Deckung gebracht werden, wenn der Abstand von der Faserachse mit 28,5 μm angesetzt wird. Vermut-

lich ist Abb. 10a nicht genau auf die Faserachse fokussiert. Der Einfluss der Polarisation des Einfallslichtes auf das Beugungsbild ist nur klein.

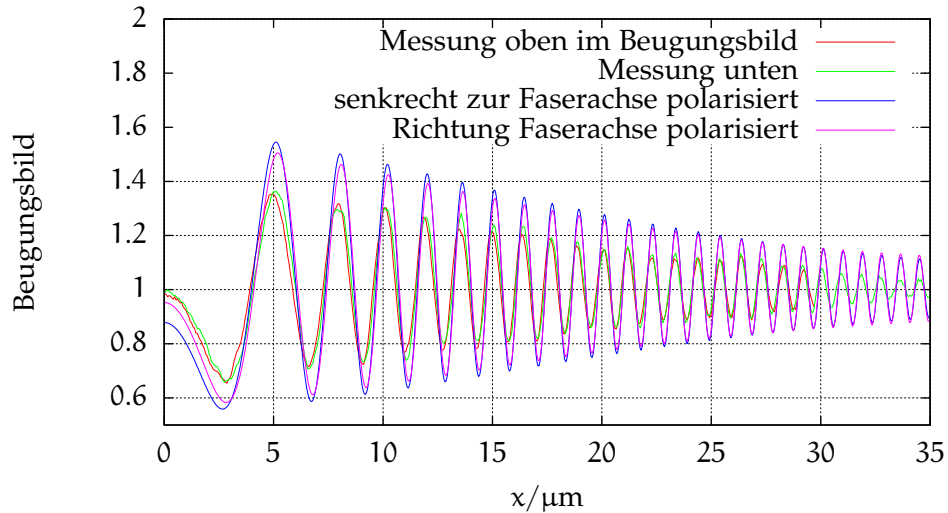


Abbildung 12: Beugungsbild in 30 µm Entfernung vom Zentrum des Tapers mit 600 nm Durchmesser. Die blaue und die violette Kurve zeigen eine Simulation für einen 600 nm Zylinder mit Index $n = 1,45625$ in 28,5 µm Abstand von der Faserachse.

4.4 VORSCHLÄGE ZUR VERBESSERUNG DER BEUGUNGSMESSUNG

Eine wichtige Verbesserung wäre, wenn die Scharfstellung der Tapertaille entfallen könnte. Durch Aufnahme mehrerer Beugungsbilder in genau definierten Abständen kann auf die Position des Objekts rückgerechnet werden.

Die Verwendung von Gauss-Strahlen statt ebener Wellen würde möglicherweise das Experiment genauer machen. In [BF98] wird die Beugung mit Gauss-Strahlen theoretisch betrachtet.

Es muss untersucht werden, welchen Einfluss die Abbildungsfehler des Objektivs auf das Beugungsbild haben. Außerdem wäre interessant, ob man aus dem Beugungsbild auf die Indexstruktur (von dickeren Taillen) schließen kann.

Es hat sich gezeigt, dass sich die Beugungsstrukturen von sehr dünnen Tapern nicht optimal mit dem hier verwendeten Aufbau vermessen lassen. In Abb. 13 werden Streufelder einer Faser mit 100 nm Radius und einer Faser mit 1000 nm Radius gegenübergestellt. Im linken Graph ist nur eine Nullstelle für parallel zur Faserachse polarisiertes Licht zu sehen. Im rechten Graph (für die dickere Faser) gibt es deutlich mehr Nullstellen. Um den Durchmesser eines sehr dünnen Tapers bestimmen zu können, müssen große Beugungswinkel gemessen werden.

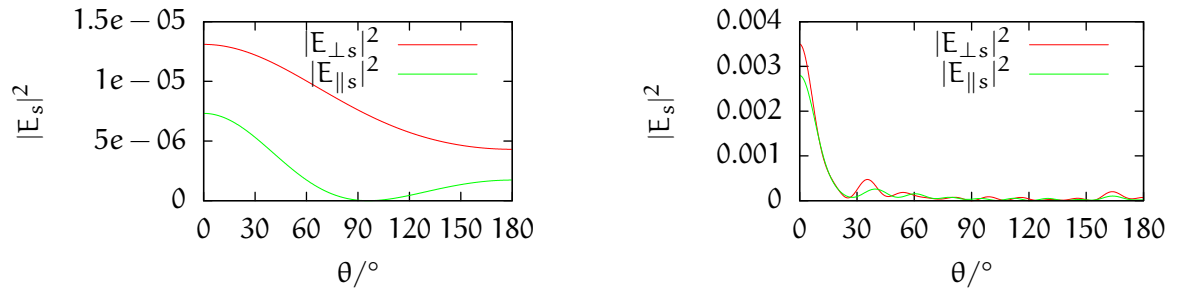


Abbildung 13: Simulation der Lichtbeugung an einer Faser mit $r_{\text{cl}} = 100 \text{ nm}$ (linkes Bild) und $r_{\text{cl}} = 1000 \text{ nm}$ (rechtes Bild). Mit Lichtwellenlänge $\lambda_0 = 661 \text{ nm}$, Indexverhältnis $m = 1.45625$, Abstand $R = 3 \text{ mm}$.

4.5 THEORIE DER BEUGUNG AM DIELEKTRISCHEN ZYLINDER

Die exakte Lösung des Beugungsproblems am Zylinder wird in [BH98] hergeleitet. Hier sollen die grundlegenden Formeln für das Programm in Anhang C.2 angegeben werden. Mit den entsprechend Abb. 14 definierten Richtungen der Feldvektoren gilt

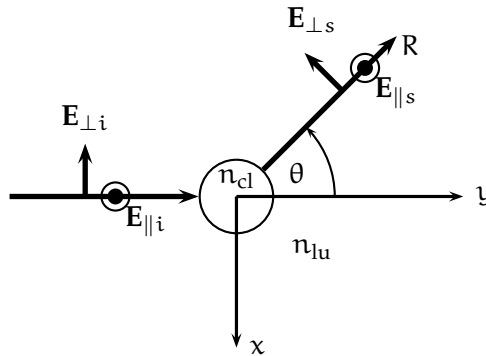


Abbildung 14: Beugung einer ebenen Welle an einem Zylinder. Man beachte die θ -Abhängigkeit in der Definition des gestreuten Feldes $\mathbf{E}_{\perp s}$

für das gestreute Feld:

$$\begin{pmatrix} E_{\parallel s} \\ E_{\perp s} \end{pmatrix} = e^{i3\pi/4} \sqrt{\frac{2}{\pi n_{lu} k_0 r}} \begin{pmatrix} T_1(m, k_0, \theta) & 0 \\ 0 & T_2(m, k_0, \theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\parallel i} \\ E_{\perp i} \end{pmatrix}, \quad (4.1)$$

$$k_0 = 2\pi/\lambda_0, \quad m = n_{cl}/n_{lu}, \quad (4.2)$$

$$T_1(m, k_0, \theta) = b_0 + 2 \sum_{j=1}^{\infty} b_j \cos(j\theta), \quad (4.3)$$

$$T_2(m, k_0, \theta) = a_0 + 2 \sum_{j=1}^{\infty} a_j \cos(j\theta), \quad (4.4)$$

mit den Streukoeffizienten

$$a_j = \frac{(D_j(mk_0)/m + j/k_0) - J_j(k_0) - J_{j-1}(k_0)}{(D_j(mk_0)/m + j/k_0)H_j^{(1)}(k_0) - H_{j-1}^{(1)}(k_0)}, \quad (4.5)$$

$$b_j = \frac{(mD_j(mk_0) + j/k_0) - J_j(k_0) - J_{j-1}(k_0)}{(mD_j(mk_0) + j/k_0)H_j^{(1)}(k_0) - H_{j-1}^{(1)}(k_0)}. \quad (4.6)$$

Dabei wird zur besseren numerischen Auswertung die logarithmische Ableitung

$$D_j(z) = \frac{J'_n(z)}{J_n(z)} \quad (4.7)$$

eingeführt, für die die folgende Rekurrenzrelation gilt:

$$D_{j-1}(z) = \frac{j-1}{z} - \frac{1}{\frac{j}{z} + D_j(z)}. \quad (4.8)$$

Die Summe zur Berechnung der T_i wird an der Zahl M abgebrochen:

$$M = \lceil k_0 + 4k_0^{1/3} + 2 \rceil + \lceil (101 + k_0)^{0.499} \rceil. \quad (4.9)$$

Dabei steht $\lceil x \rceil$ für die nächste ganze Zahl χ mit $\chi > x$.

AUSBREITUNG VON LICHT IN EINER GETAPERTEN STANDARDFASER

Wenn ein Taper im Durchmesser hinreichend langsam variiert, bleibt der größte Teil des eingestrahnten Feldes in der Grundmode. In diesem Kapitel wird zunächst behandelt, wie sich die transversale Struktur der Grundmode entlang des Tapers ändert.

Bei realen Tapern (mit endlicher Länge) wird auf Grund der Ungleichförmigkeit des Außenradius immer ein Teil der Energie in die höheren (rotationssymmetrischen) Moden koppeln. Man kann aber eine Bedingung für den Taperanstieg finden, die gewährleistet, dass nur ein kleiner Teil der Grundmode verloren geht. Ein Taper, der dieses Adiabazitätskriterium erfüllt, wird adiabatischer Taper genannt.

Um die Lichtausbreitung in steileren Tapern zu simulieren, wird die Kopplung zu höheren Moden berücksichtigt. Hier werden die Grundlagen für das Computerprogramm in Anhang C.3 dargelegt und die Korrektheit der Simulationsergebnisse durch einen Vergleich mit der Bündelverfolgungsmethode nachgewiesen.

Am Ende des Kapitels wird auf die Dispersionseigenschaften der Grundmode in einem Taper eingegangen.

5.1 DIE TRANSFORMATION DER GRUNDMODE EINES TAPERS

Bei gleichbleibendem Querschnitt längs der Faser sind die Modenfelder Ausbreitungszustände des Lichtes. Ändert sich der Faserdurchmesser nur langsam entlang eines Tapers, bleibt die Energie im Wesentlichen in der (bei $z = 0$ eingestrahnten) Grundmode LP_{01} . Um die Lichtverteilung entlang eines Tapers zu berechnen, wird der effektive Index von LP_{01} beim lokalen Radius aus Abb. 3 abgelesen und in den Ausdruck für das Feld (2.21) bzw. (2.24) eingesetzt.

Die Abb. 15 zeigt die transversale Feldamplitude $\psi(r)$ der Grundmode für verschiedene Außenradien. Alle Graphen sind auf gleiche Energie normiert. In Abb. 16 sind dieselben Daten als Höhenlinienbild dargestellt.

Die Feldverteilung in Abb. 15 bei $62,5 \mu\text{m}$ ist näherungsweise gaussförmig. Bei kleineren Außenradien läuft hingegen ein größerer Feldanteil im Mantel und die Feldstärke auf der Faserachse sinkt. Ab $25 \mu\text{m}$ Außenradius wird das Feld im Mantel geführt und durch den großen Indexsprung von Glas auf Luft im Glas konzentriert. Deshalb wächst die Feldstärke auf der Faserachse für kleiner werdende Außenradien. Ab $1 \mu\text{m}$ Außenradius läuft ein wesentlicher Anteil des Lichts im Außenmedium.

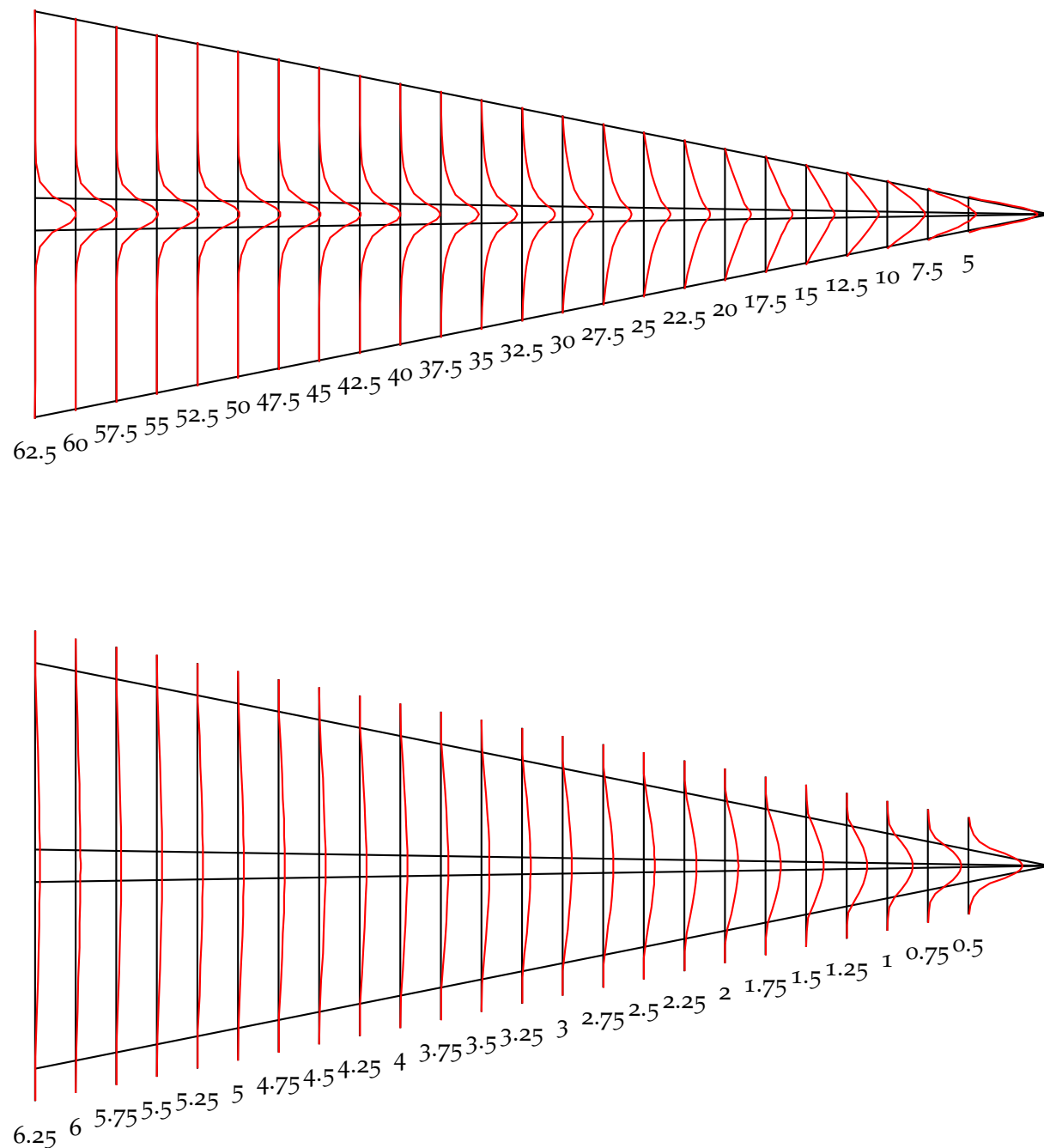


Abbildung 15: Amplituden $\psi(r)$ der Grundmode LP₀₁ für Außenradien von 62,5 bis 5 μm und darunter für kleine Außenradien von 6,25 μm bis 500 nm. Im unteren Bild sind die Amplituden zehnmals kleiner als oben dargestellt.

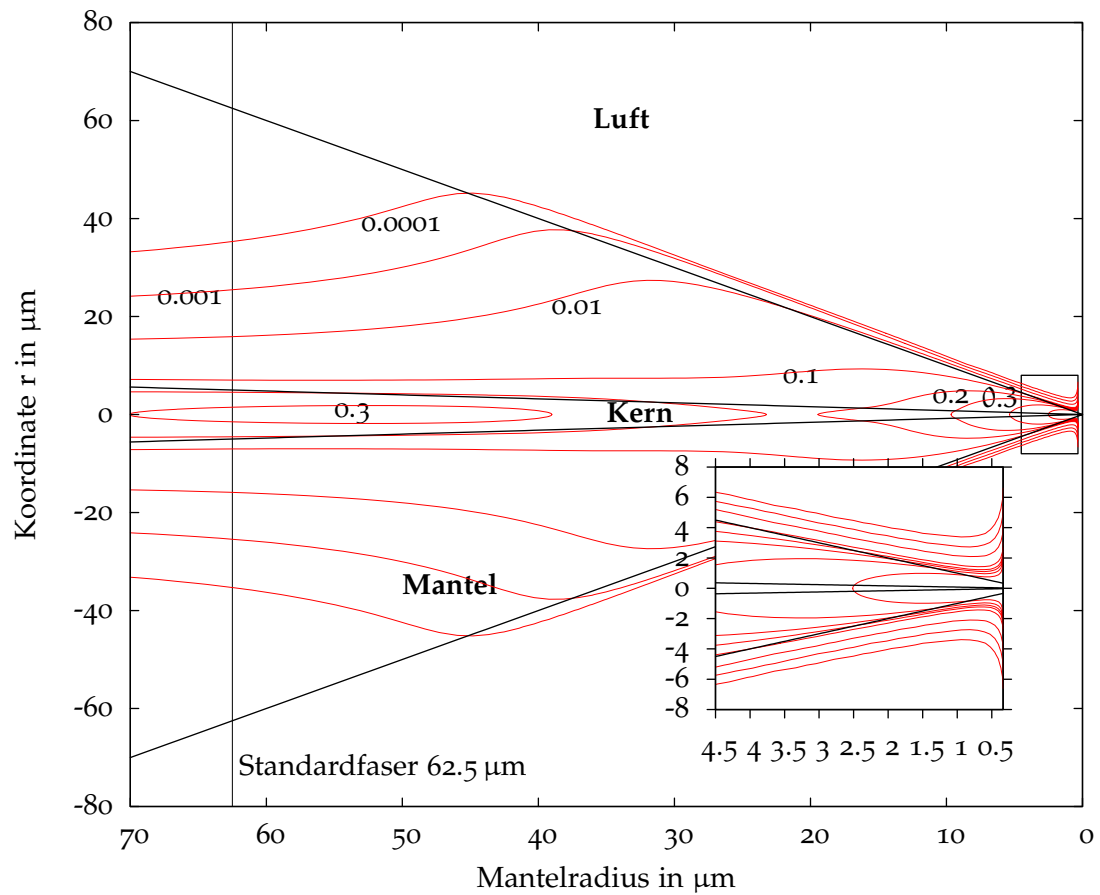


Abbildung 16: Höhenlinienbild der Feldamplitude $\psi(r)$ der Grundmode LP_{01} für Außenradien von 62,5 μm bis 335 nm. Von 62,5 bis 20 μm verringert sich die Feldamplitude auf der Faserachse, weil der Kern seine Führungseigenschaften verliert. Für kleinere Außenradien wird Licht im Glas konzentriert. Ab etwa 1 μm Außenradius dringen wesentliche Feldanteile ins Außenmedium.

5.2 AUSBREITUNGSRECHNUNG FÜR TAPER MIT LOKAL GEKOPPELTEN MODEN

Im realen Taper mit steilem Profil kann nicht davon ausgegangen werden, dass die Energie in der Grundmode bleibt. Durch den sich ändernden Außenradius schwingen höhere Moden an.

Um die Ausbreitung von Licht in einer Taperstruktur zu beschreiben, wird das Gesamtfeld als eine Überlagerung von mehreren lokalen Moden mit langsam veränderlichen Amplituden $a_k(z)$ betrachtet:

$$\mathbf{E}(r, z) = \sum_k a_k(z) \mathbf{e}_k(r, \beta_k(z)), \quad (5.1)$$

$$\mathbf{H}(r, z) = \sum_k a_k(z) \mathbf{h}_k(r, \beta_k(z)). \quad (5.2)$$

Die lokalen Moden werden durch die reellen Felder $\mathbf{e}_k(r, \beta_k(z))$ und $\mathbf{h}_k(r, \beta_k(z))$ beschrieben. Die Grundmode mit $k = 1$ ergibt sich aus (2.1) mit dem ortsabhängigen Wert für $n_{\text{eff}1}$ (bzw. β_1) aus dem Graph für LP_{01} in Abb. 3:

$$\mathbf{e}_1(r, z, t) = \mathbf{P}\psi_1(r) e^{i\omega t} \exp\left(-i \int_0^z \beta_1(r_{\text{cl}}(z')) dz'\right). \quad (5.3)$$

Der Ausdruck des Magnetfeldes \mathbf{h}_1 folgt daraus mit (2.2b). Die Ausdrücke \mathbf{e}_k und \mathbf{h}_k für höhere Moden ergeben sich analog, wenn dem Graph LP_{0k} in Abb. 3 die Werte für $n_{\text{eff}k}$ entnommen werden.

Aus den Maxwellgleichungen und den Übergangsbedingungen folgen die Differentialgleichungen für die Amplituden $a_k(z)$ (Coupled Mode Theory mit lokalen Moden [SL95, S. 616]):

$$\frac{da_j(z)}{dz} = \underbrace{C_{jk}(z) e^{i\gamma_{jk}(z)}}_{G_{jk}} a_k(z), \quad (5.4a)$$

$$\Delta\beta_{jk}(r_{\text{cl}}) = \beta_j(r_{\text{cl}}) - \beta_k(r_{\text{cl}}), \quad (5.4b)$$

$$\gamma_{jk}(z) = \int_0^z \Delta\beta_{jk}(r_{\text{cl}}(z')) dz', \quad (5.4c)$$

$$C_{jk}(z) = -\frac{1}{4} \int_{A_\infty} (\mathbf{h}_j(z) \times \mathbf{e}_{k,z}(z) - \mathbf{e}_j(z) \times \mathbf{h}_{k,z}(z))_z dA. \quad (5.4d)$$

Hierbei ist A_∞ der unendlich große Querschnitt an der Stelle z . Die Koppelkoeffizienten C_{jk} sind nur für Moden mit gleicher Drehimpulsquantenzahl l (hier LP_{0k}) verschieden von Null und können glücklicherweise so umformuliert werden, dass keine z -Ableitungen der Felder mehr enthalten sind:

$$C_{jk} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{k_0}{4} \frac{1}{\Delta\beta_{jk}} \int_{A_\infty} \mathbf{e}_j^* \mathbf{e}_k \frac{\partial n^2}{\partial z} dA. \quad (5.5)$$

$$(5.6)$$

Für das Doppelstufenindexprofil werden aus der z -Ableitung der Indexverteilung Deltadistributionen an den Grenzflächen:

$$\frac{\partial n^2}{\partial z} = \frac{dr_{cl}}{dz} \partial n^2 \partial r_{cl} = \frac{dr_{cl}}{dz} 2n_{co} (\Delta_{co} \frac{r_{co}}{r_{cl}} \delta(r - r_{co}) + \Delta_{cl} \delta(r - r_{cl})). \quad (5.7)$$

Damit und durch Einsetzen der normierten Modenfelder \mathbf{e}_j und \mathbf{e}_k wird die Koppelkonstante zu:

$$C_{jk}(z) = \frac{1}{r_{cl}} \frac{dr_{cl}}{dz} \underbrace{\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{\pi n_{co} k_0}{\Delta \beta_{jk}(r_{cl})} (\Delta_{co} r_{co}^2 \psi_j \psi_k|_{r_{co}} + \Delta_{cl} r_{cl}^2 \psi_j \psi_k|_{r_{cl}})}_{\hat{C}_{jk}(r_{cl})}. \quad (5.8)$$

Die Koppelkonstante ist reell und es gilt $C_{jk} = -C_{kj}$. Durch Abspalten der z -Ableitung und r_{cl}^{-1} kann man eine profilunabhängige Konstante \hat{C}_{jk} einführen. Diese Größe setzt sich additiv aus einem Beitrag $\hat{C}_{co,jk}$ des Kern-Mantel-Übergangs und einem Beitrag $\hat{C}_{cl,jk}$ des Mantel-Luft-Übergangs zusammen.

Die Abb. 18 zeigt die Amplitudenverteilung der Mode LP_{02} für verschiedene Außenradien. Um die Kopplungskonstante zwischen zwei Moden zu berechnen braucht man ihre Feldstärke an der Kern- und Mantelgrenzfläche.

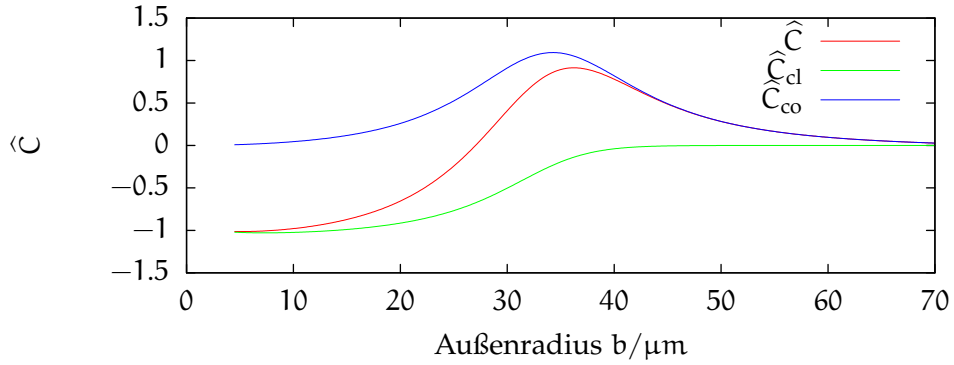


Abbildung 17: Zusammensetzung der profilunabhängigen Koppelkonstante \hat{C} aus den Beiträgen von Kernrand \hat{C}_{co} und Mantel \hat{C}_{cl} der Grundmode LP_{01} und der Mode LP_{02} für unterschiedliche Außendurchmesser (Faser mit $n_{co} = 1.453$, $n_{cl} = 1.45$, $n_{lu} = 1$, $c = a_0/b_0 = 10/125$ und $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$).

In Abb. 17 ist der Verlauf der profilunabhängigen Kopplungskonstante $\hat{C}(r_{cl})$ zwischen Grundmode LP_{01} und LP_{02} dem Verlauf von $\hat{C}_{co}(r_{cl})$ und $\hat{C}_{cl}(r_{cl})$ gegenübergestellt. Die Parameter sind $n_{co} = 1.453$, $n_{cl} = 1.45$, $n_{lu} = 1$, $c = 10/125$ und $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$. Der Kernbeitrag \hat{C}_{co} ist für alle Außenradien positiv. Bei etwa $30 \mu\text{m}$ hat er ein Maximum und fällt für kleinere und größere Durchmesser ab. Der Beitrag des Mantels ist immer negativ (vgl. Abb. 18) und erreicht für kleine Außenradien etwa -1 . Bemerkenswert ist, dass die Koppelkonstante bei etwa $27 \mu\text{m}$ Außenradius verschwindet. Die Feldstärke der Grundmode ist auf Kern- und Mantelrand immer

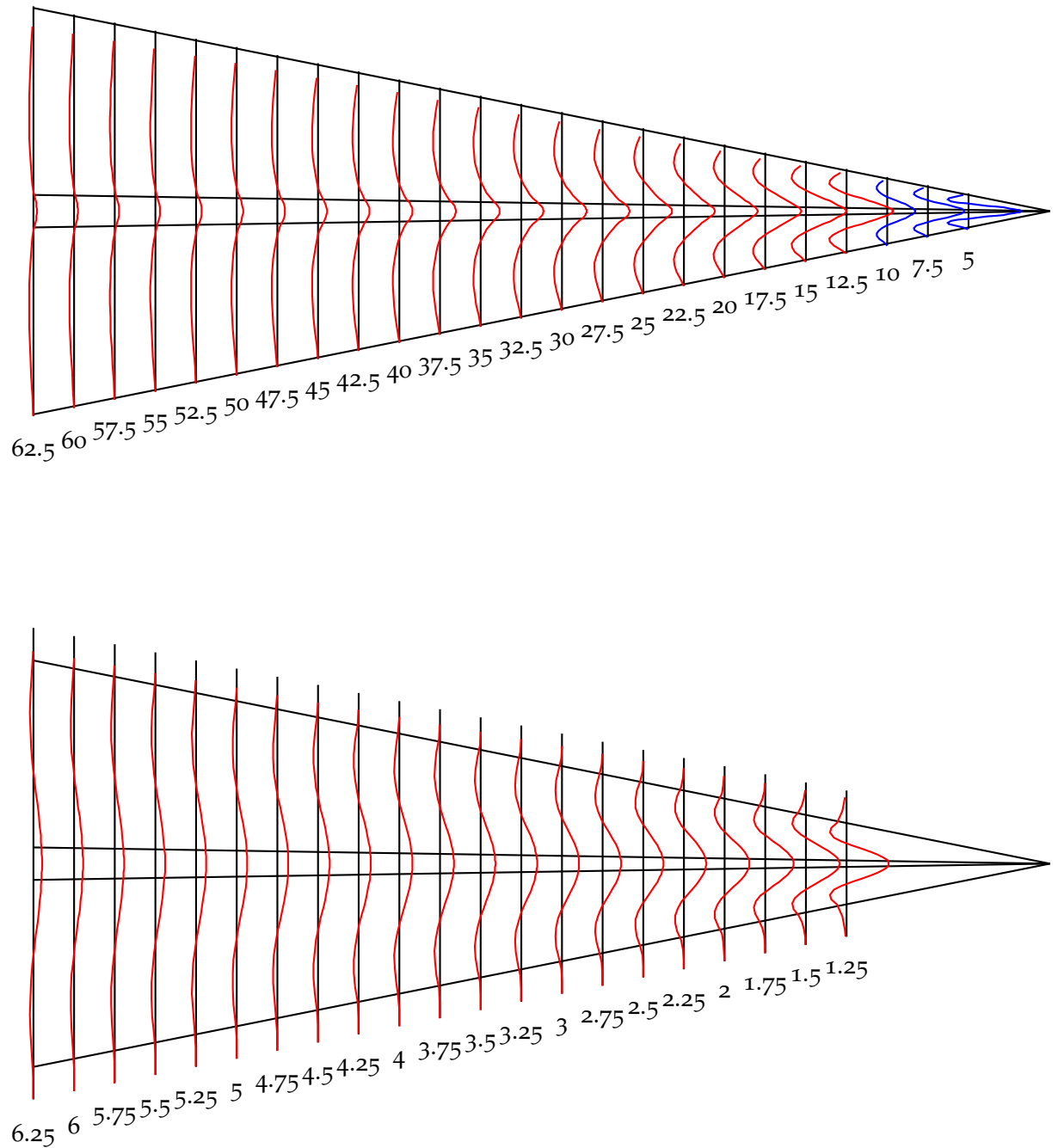


Abbildung 18: Amplituden $\psi(r)$ der Mode LP_{02} für Außenradien von 62,5 bis 5 μm . Die Amplituden der blauen Kurven sind halb so groß dargestellt, wie die der roten Kurven. Im unteren Bild sind die Amplituden zehnmal kleiner als die roten Graphen im oberen Bild dargestellt.

positiv. Die Feldstärke der Mode LP_{02} am Mantelrand ist immer negativ und wächst bei kleiner werdenden Außenradien. Bei $27\text{ }\mu\text{m}$ kompensieren sich die Kern- und Mantelkomponenten der Koppelkonstante gerade. Das heißt, dort findet keine Kopplung zwischen den Moden LP_{01} und LP_{02} statt. Man muss dann die Kopplung zu höheren Moden berücksichtigen.

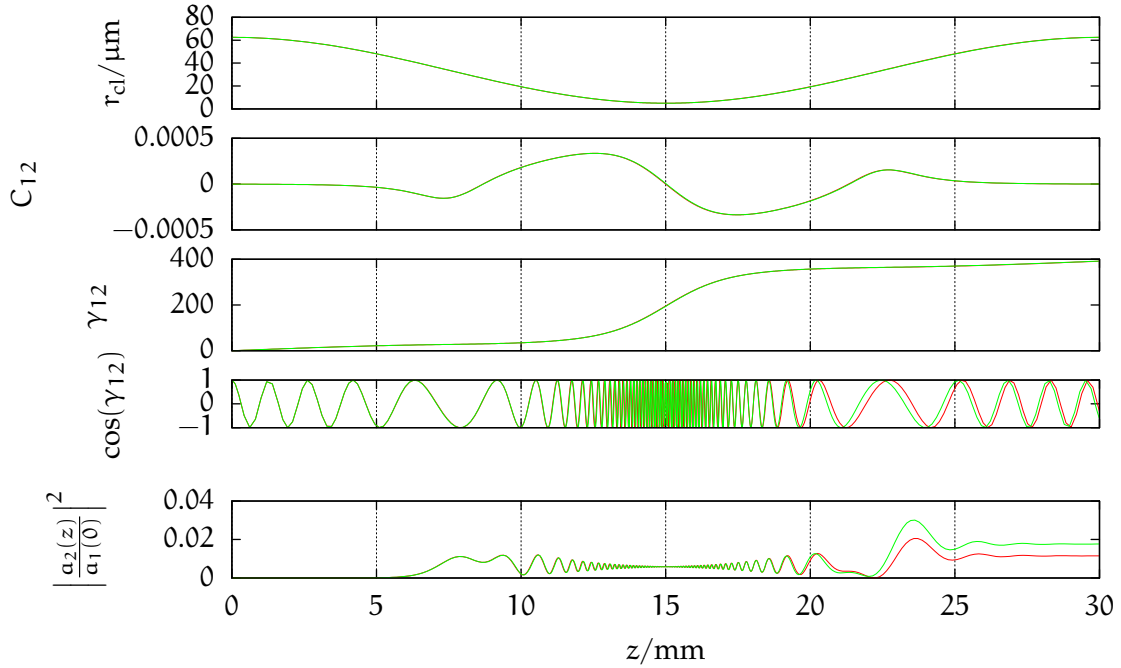


Abbildung 19: Numerische Berechnung der Terme in (5.11) für einen 30 mm (rot) und einen 30,05 mm (grün) langen Taper.

5.3 VERLUSTE EINES LANGSAM VARIIERENDEN TAPERS

Bei einem langsam variierenden Taper werden die Verluste der Grundmode durch Kopplung in die nächst höhere Mode verursacht. Das Differentialgleichungssystem (5.4a) nimmt in diesem Fall die folgende Form an:

$$\frac{da_1}{dz} = G_{12}a_2, \quad \frac{da_2}{dz} = G_{21}a_1. \quad (5.9)$$

Aus Energieerhaltungsgründen folgt $G_{12} = -G_{21}^*$. Mit $a_1(z) = \text{const.}$ folgt

$$a_2(z) = a_1(0) \int_0^z G_{21}(z') dz'. \quad (5.10)$$

Das heißt, der Leistungsübertrag in die zweite Mode ist:

$$\left| \frac{a_2(z)}{a_1(0)} \right|^2 = \left| \int_0^z C_{21}(z') \exp \left(i \underbrace{\int_0^{z'} \beta_2(z'') - \beta_1(z'') dz''}_{\gamma_{21}} \right) dz' \right|^2 \quad (5.11)$$

Hierbei variiert C_{21} langsam, verglichen mit der Exponentialfunktion. In Abb. 19 werden die in dem Ausdruck auftretenden Terme (insbesondere der Leistungsübertrag) für einen 30 mm langen cosinusförmigen Bi-Taper mit 125 μm maximalem Durchmesser und 10 μm minimalem Durchmesser dargestellt.

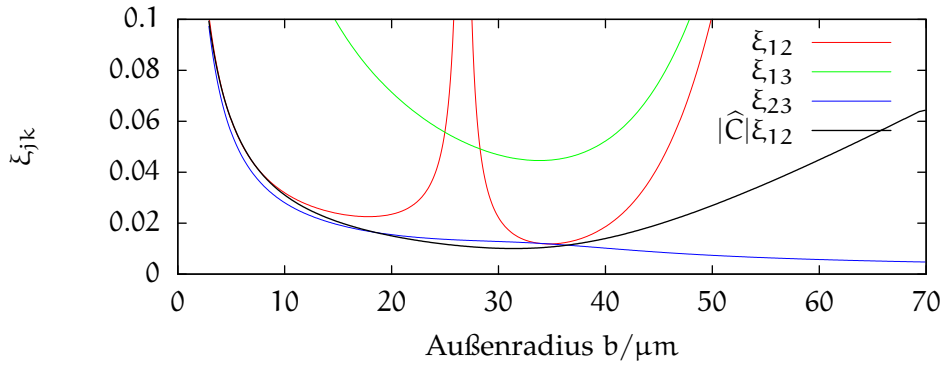


Abbildung 20: Maximale Taperanstiege für gleichbleibende Koppelverluste in höhere Moden.

In $[\text{LHS}^+_{91}]$ wird für das Integral die obere Schranke

$$\left| \frac{a_2(z)}{a_1(0)} \right|^2 \leq \left| \frac{2C_{21}(z)}{\Delta\beta_{21}(z)} \right|^2 \quad (5.12)$$

angegeben. Die Forderung, dass höchstens 10% der Leistung in der zweiten Mode sind:

$$\left| \frac{a_2(z)}{a_1(0)} \right|^2 \leq \frac{1}{\pi^2} \approx 0,1 \quad (5.13)$$

führt zu dem Adiabatzitätskriterium

$$\frac{dr_{cl}(z)}{dz} \leq \frac{r_{cl}(z)}{|\hat{C}(z)|} \frac{\Delta\beta_{12}(z)}{2\pi} = \xi_{12} \quad (5.14)$$

für den Taperanstieg dr_{cl}/dz . Man kann eine Aussage über die Verluste eines bestimmten Taperprofils $r_{cl}(z)$ machen, wenn man dr_{cl}/dz über r_{cl} aufträgt. Liegt diese Kurve immer unter ξ_{12} , dann nennt man das Profil adiabatisch.

In Abb. 20 sind die Adiabatzitätskriterien ξ_{jk} für die Kopplung zwischen LP_{01} und LP_{02} , LP_{01} und LP_{03} sowie LP_{02} und LP_{03} dargestellt.

Die rote Kurve zeigt den Verlauf des Kriteriums ξ_{12} . Durch die Nullstelle von \hat{C}_{12} scheint es, als könnte der Taperanstieg bei $27\mu\text{m}$ Außenradius sehr steil werden. Tatsächlich muss in diesem Fall aber die Kopplung von der Grundmode zur nächsthöheren Mode LP_{03} berücksichtigt werden. Um geringe Verluste zu gewährleisten, muss der Taperanstieg unterhalb der grünen Kurve liegen.

Die schwarze Kurve zeigt den Ausdruck $r_{cl}\Delta\beta_{12}/(2\pi)$. Die Kurve liegt im Wesentlichen unter der roten Kurve, kann also auch als Adiabazitätskriterium dienen. Der Ausdruck ist einfacher zu berechnen als das Kriterium ξ_{12} , weil nur die Eigenwerte β der Grundmode und der Mode LP_{02} für alle Außenradien bestimmt werden müssen und die Berechnung von \hat{C}_{12} entfällt.

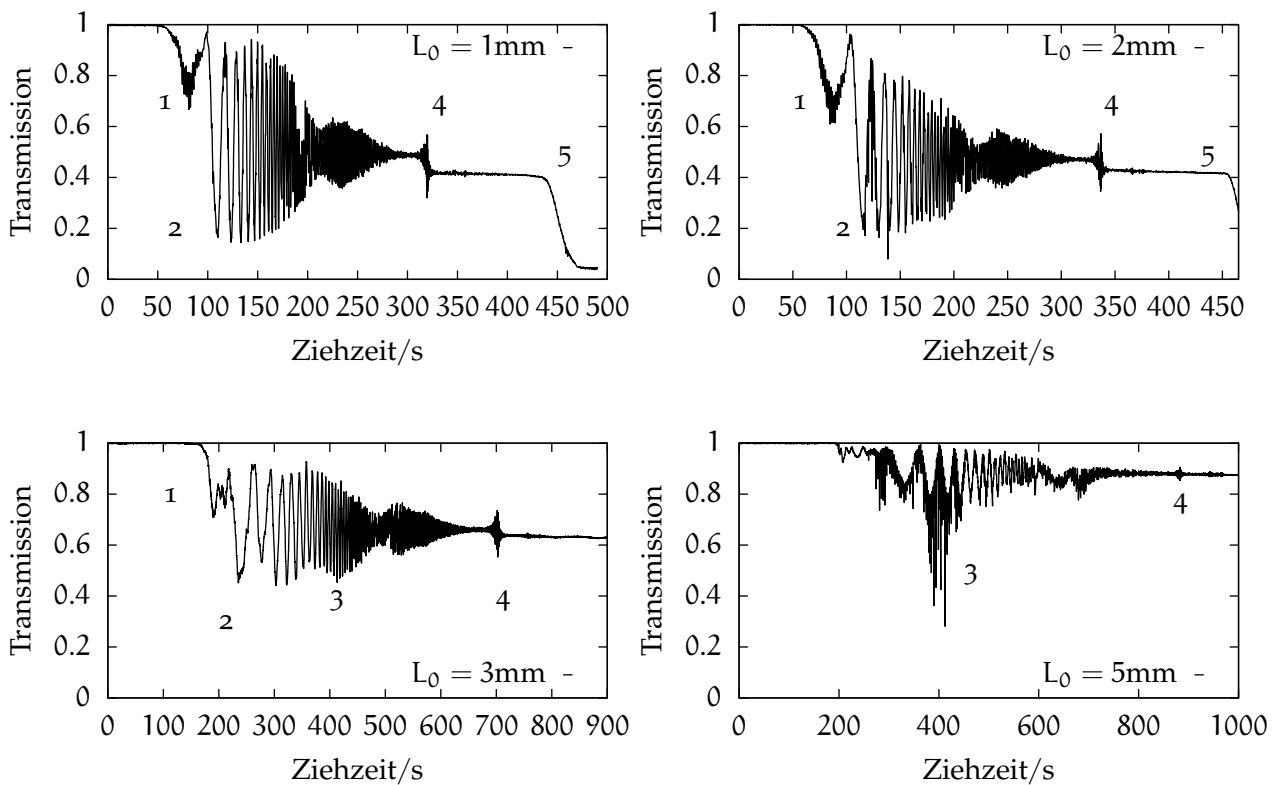


Abbildung 21: Transmissionsverlauf während des Ziehprozesses mit Röhrchen für verschieden steile Taperanstiege. Das Profil nimmt für größere Durchmesser linear und für kleinere exponentiell ab.

5.3.1 Experimentelle Realisierung eines adiabatischen Tapers

In Abb. 21 sind Transmissionen vom Ziehen unterschiedlich steiler Taper dargestellt. Eine Standardfaser wird über ein Röhrchen beheizt und verzogen. Die Heizzone ist

zum Prozessbeginn L_0 und wird gemäß $L(x) = L_0 - x$ verringert, bis $L = 1$ mm erreicht wird. Dann wird L konstant gelassen. Es entsteht ein symmetrischer Bi-Taper, dessen Profildfunktion $r(z)$ bei großen Außenradien linear (vgl. Gleichung (3.6)) und bei kleinen Radien exponentiell (immer flacher werdend) abnimmt. Mit kleinem L_0 entstehen steile Taper. Bei großem L_0 dauert es länger, bis ein gewisser Taillenradius erreicht ist.

Die Reproduzierbarkeit der Ziehversuche ist sehr gut, wie der Vergleich der Transmissionen in Abb. 22 zeigt.

Die Transmissionskurven enthalten einige wiederkehrende Auffälligkeiten. Bei einem bestimmten Außenradius bricht die Transmission ein (1) und oszilliert danach mit zunehmender Frequenz (2). Im weiteren Verlauf sieht man vor allem bei weniger steilen Tapern eine langsamere Modulation der Einhüllenden (3).

Alle Ziehversuche zeigen einen abrupten Stop aller Oszillationen bei einem bestimmten Taillendurchmesser (4) und bei einigen sehr dünn ausgezogenen Exemplaren kommt es zu einem signifikanten Transmissionseinbruch bei einem sehr kleinem Durchmesser (5). Die REM-Untersuchung ergab für einen Taper, der bis kurz vor den Transmissionseinbruch gezogen wurde 600 nm. Der Taper zur grünen Kurve in Abb. 22 hatte nach dem Ziehen eine Transmission von 1% und einen Taillendurchmesser von 270 nm.

Die Messungen in Abb. 21 bestätigen die Vermutung, dass steilere Taper eine geringe Transmission haben. Der Taper mit $L_0 = 5$ mm hat nach dem Ziehen eine Transmission von 88%.

5.3.2 Ausbreitungsrechnung zur Interpretation der Transmissionsmessung

Um die Auffälligkeiten in den Transmissionsmessungen zu verstehen, wurden Simulationen mit der CMT-Ausbreitungsrechnung (Coupled Mode Theory) durchgeführt. In Abb. 23 ist das Ergebnis einer Rechnung mit vier Moden dargestellt. Für jeden Punkt auf der x -Achse erfolgt die Propagation durch einen Taper mit der Gesamtlänge $L(t) + 2\zeta(t)$. Durch Vorgabe der Zuggeschwindigkeit v_s , mit der die Spannbacken auseinandergefahren werden, kann diese Achse in die Ziehzeit umgerechnet werden.

Sowohl der erste Einbruch der Transmission (1) und die schnellen Oszillationen (2) finden sich in der Simulation wieder. Der erstmalige Transmissionseinbruch hängt damit zusammen, dass bei dem dortigen Taillendurchmesser die Kernmode zur Mantelmode wird und auch besonders gut in die LP_{02} koppeln kann (kleines $\Delta\beta_{12}$). Die Oszillationen entstehen durch ein Beaten der Moden entlang der Tapertaille. In der Kurve des Modenanteils in Abb. 19 kann dieser Effekt auch beobachtet werden. Der zur grünen Kurve gehörende Taper ist nur 50 μ m länger und hat eine geringere Transmission der Grundmode.

Der abrupte Stop der Oszillationen (4) tritt auf, weil dort die Tapertaille monomodig wird.

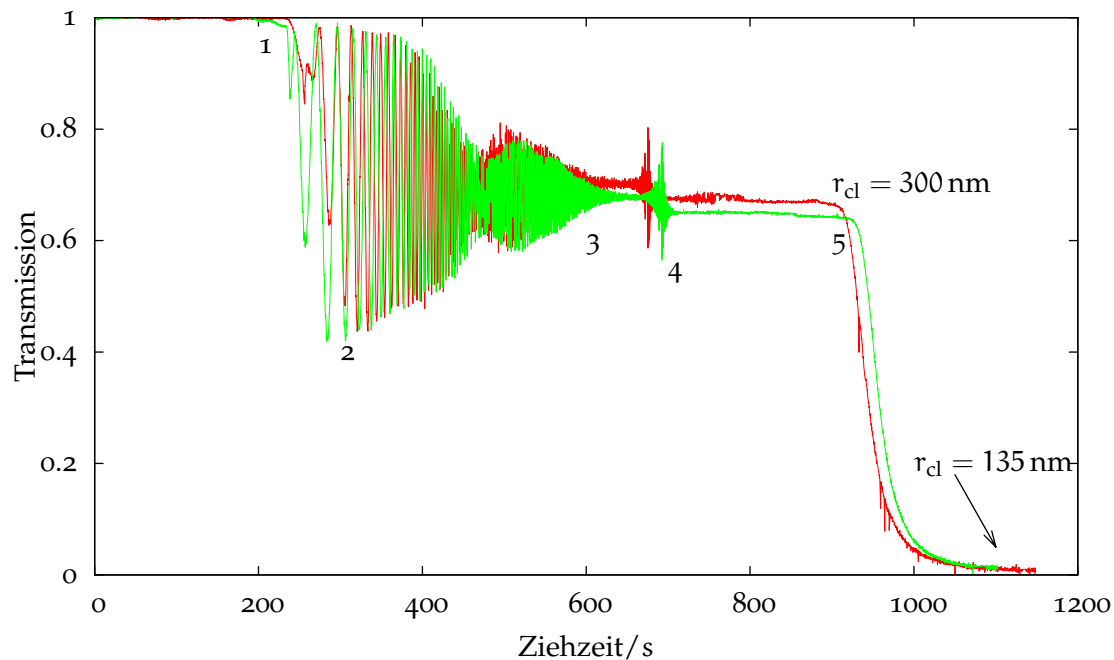


Abbildung 22: Vergleich der Transmissionen während zwei verschiedener Ziehvorgänge mit gleichen Parametern (von $L(x) = 3 \text{ mm} - x$ linear bis $L(x) = 1 \text{ mm}$, dann konstante Heizzone). Die angegebenen Radien wurden durch REM-Messungen bestimmt.

Die Modulation der Einhüllenden (3) kann durch diese Simulation nicht erklärt werden. Beobachtungen an verschiedenen Ziehversuchen legen aber den Schluss nahe, dass die Ursache in den Grenzen der Heizzone liegt. Wahrscheinlich kommt es dort bei einigen Stadien des Ziehprozesses sogar zur Anregung von Strahlungsmoden.

Die Kopplung zu den Strahlungsmoden erklärt auch den Transmissionseinbruch (5) bei sehr kleinen Durchmessern. In [Sumo6] wird dieser Effekt theoretisch untersucht und [SDDEo7] zeigt Messungen bei unterschiedlichen Wellenlängen.

Zusammenfassend lässt sich sagen: Der Ziehprozess kann an Hand der Transmission in fast allen Durchmesserbereichen überwacht werden. Bei steilen Tapern kann der Durchmesser erst über die Frequenz der Oszillation (2), dann an dem bestimmten Punkt des Cut-Offs der zweiten Mode (4) und für sehr dünne Durchmesser direkt über die Transmission (5) ermittelt werden. Bei Tapern mit geringer Durchmesservariation kann man zumindest den Cut-Off (4) feststellen und dann mit (5) den Durchmesser der Taille beobachten.

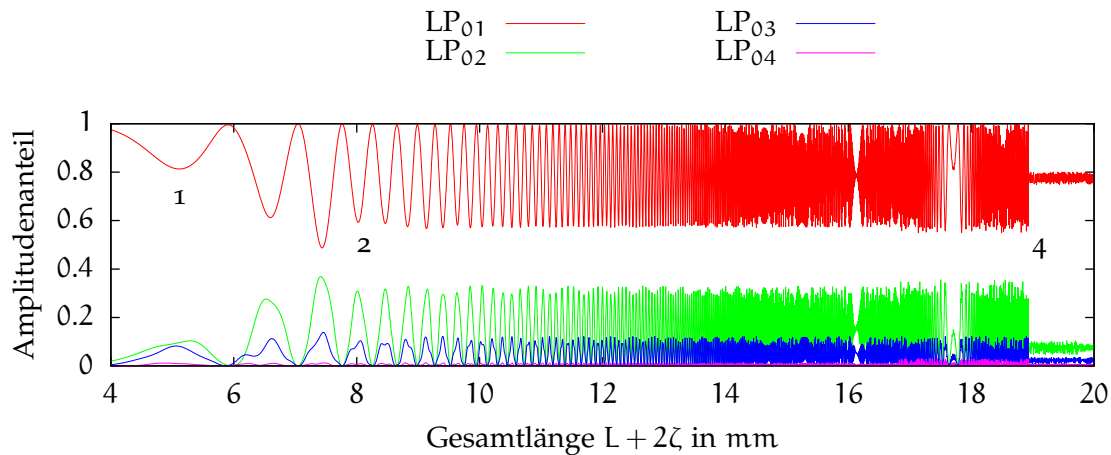


Abbildung 23: Mit vier Moden simulierte Transmission während eines Ziehvorgangs. Dargestellt sind die Energieanteile der Moden.

5.3.3 Wirkung eines Tapers als Modeninterferometer

Nach Herstellung von Tapers kommt es gelegentlich vor, dass die Transmission durch Spannen des Tapers erhöht werden kann. In diesen Fällen ist die Tapertaille meist etwas gebogen und durch das Straffen werden Biegeverluste beseitigt.

Bei einem Einzelfall ($L_0 = 4 \text{ mm} = \text{const.}$, aber mit Dellen im Profil) trat jedoch ein oszillierendes Verhalten der Transmission auf. In Abb. 24 links ist eine Transmissionsmessung gezeigt, bei der der fertige Taper unter Spannung gestellt wird. Gleichzeitig wird die Kraft in Faserrichtung gemessen.

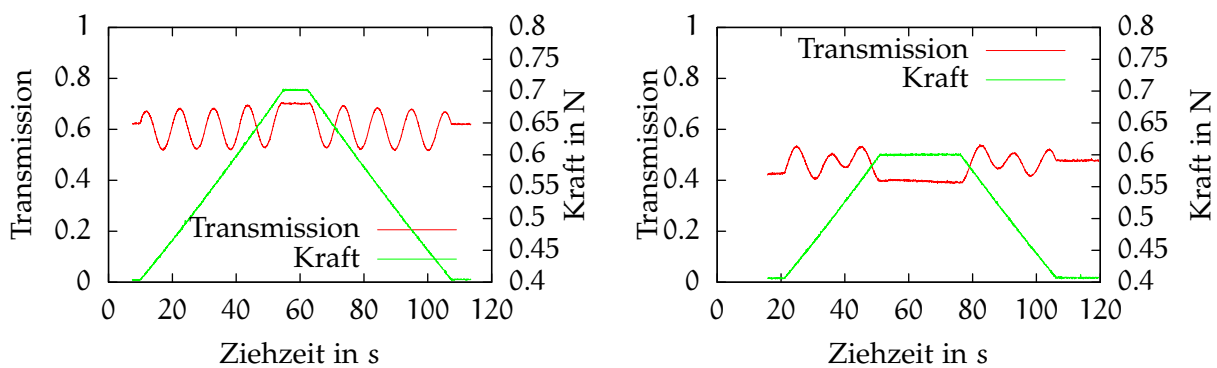


Abbildung 24: Transmission des Tapers bei Zugbelastung und anschließender Entspannung (links in Luft, rechts in Wasser). Die Spannbacken werden mit einer Geschwindigkeit von $0,01 \text{ mm/s}$ auseinanderbewegt. Die Transmission dieses Tapers direkt nach dem Ziehen war 53%.

Simulationen mit der CMT-Ausbreitungsrechnung zeigen, dass im Taperübergang die Mode LP_{02} anschwingt und je nach Länge der Tapertaille in die Grundmode

rückkoppelt. Es handelt sich dabei nach [BKRo4] und [LHS⁺91] um ein modales Mach-Zehnder-Interferometer.

In Abb. 24 rechts ist die Messung wiederholt worden, wobei der Taper in Wasser eingebettet wurde. Dadurch ist die Transmission gesunken und auch die Oszillationen haben sich etwas verändert.

5.4 VERGLEICH DER CMT-IMPLEMENTIERUNG MIT BPM AN EINEM BEISPIELPROBLEM

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Simulationsprogramm entwickelt, dass die Ausbreitungsgleichungen (5.4a) der lokal gekoppelten Moden für ein System mit mehreren Moden löst. Darin integriert ist ein Modensolver, der die Eigenwertgleichungen (2.22) und (2.25) für rotationssymmetrische Fasern mit Doppelstufenindex löst.

Um die korrekte Funktionsweise des Programms zu bestätigen, erfolgt ein Vergleich mit der skalaren Bündelverfolgungsmethode (beam propagation method, BPM) in RSoft-BeamProp. Als Modellproblem dient ein cosinusförmiger Bi-Taper

$$r_{cl}(z) = r_{cle} + (r_{cl0} - r_{cle}) \frac{\cos(2\pi z/L) + 1}{2}, \quad (5.15)$$

dessen Außenradius über eine Länge L von $r_{cl0} = 62.5 \mu\text{m}$ auf $r_{cle} = 5 \mu\text{m}$ und wieder auf r_{cl0} variiert. Der Kernradius der ungetaperten Faser soll $5 \mu\text{m}$ sein. Damit gilt $c = r_{co}/r_{cl} = 10/125$. Die Brechungsindizes sind $n_{co} = 1.453$, $n_{cl} = 1.45$ und $n_{lu} = 1$. Die Wellenlänge beträgt $\lambda_0 = 1.532 \mu\text{m}$.

Die Abb. 19 gibt den Radiusverlauf für einen Taper mit $L = 30 \text{ mm}$ wieder. In den Abbildungen 25, 26 und 27 sind die Ergebnisse von BPM-Simulationen und CMT-Simulationen mit sieben Moden dargestellt. Die Abb. 25 und Abb. 26 enthalten einen Ausschnitt für sehr steile Taper. Die erste Abbildung vergleicht nur die Transmission der Grundmode, in 26 sind die Modenanteile aller sieben Moden hinter den verschiedenen Tapern gegenübergestellt.

Zunächst sieht man in Abb. 25 und Abb. 27, dass beide Simulationsarten für $L > 0.5 \text{ mm}$ übereinstimmende Ergebnisse liefern. Der Abb. 26 kann entnommen werden, dass die höchste Mode (schwarz ausgefüllt) für $L > 2 \text{ mm}$ nur noch einen kleinen Leistungsanteil enthält.

Aus Abb. 27 kann schließlich eine Aussage über die in Abschnitt 5.3 gemachte Näherung gewonnen werden. Ab $L = 15 \text{ mm}$ ist der Anteil der dritten Mode vernachlässigbar. Das heißt, das Lichtfeld eines Tapers mit $L = 30 \text{ mm}$ mit zwei Moden zu beschreiben, ist eine gute Näherung.

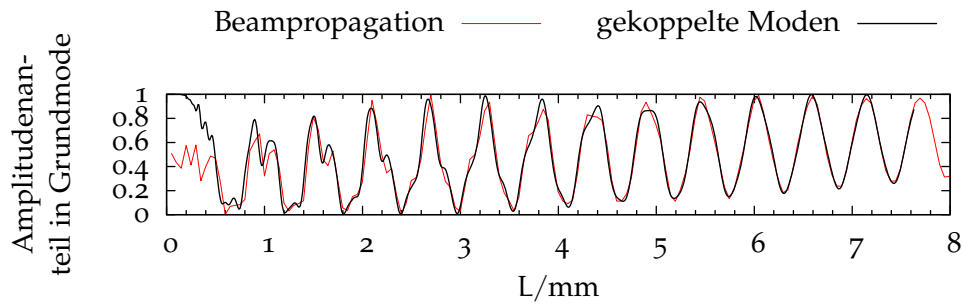


Abbildung 25: Vergleich von Beam-Propagation-Simulation (BPM) und Ausbreitungsrechnung mit sieben gekoppelten Moden (CMT) am Modellproblem des cosinusförmigen Tapers (vgl. GL. (5.15)). Unterhalb von $L = 1$ mm ist der Taper sehr steil und die CMT-Rechnung ist nicht exakt.

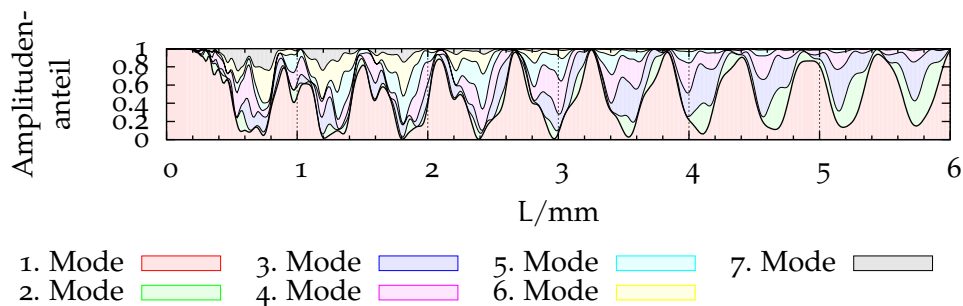


Abbildung 26: CMT-Simulation mit sieben gekoppelten Moden für kleine L . Ab $L = 2$ mm sinkt der Anteil der siebten Mode (schwarz) unter 10%. Für größeres L kann man mit weniger Moden rechnen.

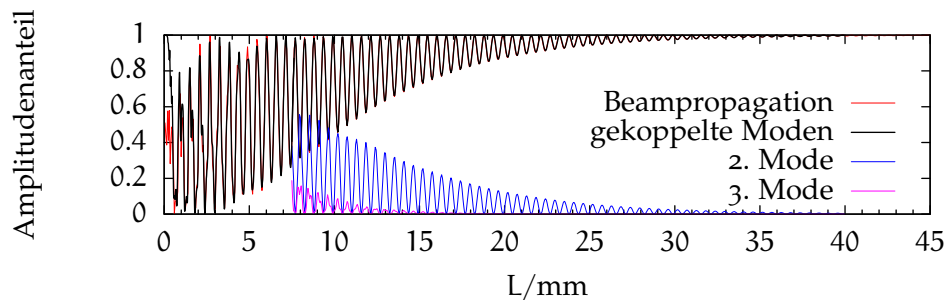


Abbildung 27: Vergleich von Beam-Propagation-Simulation (BPM) mit Theorie gekoppelter Moden (CMT) am Modellproblem. Der Anteil der zweiten und dritten Mode werden ab $L = 7.5$ mm dargestellt. Ab $L = 15$ mm ist nur noch wenig Leistung in der dritten Mode.

5.5 GRUPPENLAUFZEITDISPERSION IN TAPERN

Die Ausbreitung der Grundmode in einem Taper der Länge L ist vollständig charakterisiert durch die Übertragungsfunktion (vgl. (5.3) im Fourierraum):

$$H(\omega) = \frac{\hat{E}(L, \omega)}{\hat{E}(L=0)} = \frac{a_1(L, \omega)}{a_1(0)} \exp \left(-i \int_0^L \beta_1(z, \omega) dz \right). \quad (5.16)$$

Wie aus der Theorie der linearen zeitinvarianten Systeme bekannt ist, ergibt sich die Gruppenlaufzeit τ_g aus der Phasenverschiebung $\phi(\omega) = \arg(H(\omega))$:

$$\tau_g(\omega) = \frac{d\phi(\omega)}{d\omega}. \quad (5.17)$$

Die Gruppenlaufzeitdispersion $D(\lambda_0)$ ist definiert als:

$$D = \frac{d\tau_g}{d\lambda_0}. \quad (5.18)$$

Für einen adiabatischen Taper, bei dem das Licht in der Grundmode bleibt ($a_1(L) \approx a_1(0)$), gilt in guter Näherung:

$$\phi(\omega) \approx - \int_0^L \beta_1(r_{cl}(z), \omega) dz. \quad (5.19)$$

Das Ersetzen der ω -Abhängigkeit mit λ_0 führt zu einer Berechnungsvorschrift für die Dispersion eines Tapers:

$$D_{\text{Taper}} = - \frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2}{d\lambda^2} \int_0^L n_{\text{eff}1}(r_{cl}(z), \lambda_0) dz. \quad (5.20)$$

Um die Dispersion des Tapers innerhalb eines Wellenlängenbereichs zu ermitteln, muss die effektive Brechzahl $n_{\text{eff}1}$ der Grundmode für alle im Taper vorkommenden Außenradien r_{cl} und für die Wellenlängen λ_0 im Bereich berechnet werden.

Der Ausdruck (5.20) kann auch als Überlagerung der Gruppengeschwindigkeitsdispersionen D_{Faser} (Gruppenlaufzeitdispersion bezogen auf 1 km Faser) der vorkommenden Faserteilstücke mit konstantem Radius r_{cl} betrachtet werden:

$$D_{\text{Taper}} = \int_0^L D_{\text{Faser}}(r_{cl}(z'), \lambda_0) dz. \quad (5.21)$$

Mit der Gruppengeschwindigkeitsdispersion D_{Faser} einer Faser mit Außenradius r_{cl} :

$$D_{\text{Faser}}(r_{cl}, \lambda_0) = - \frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}1}(r_{cl}, \lambda_0)}{d\lambda^2}. \quad (5.22)$$

In Abb. 28 ist die Gruppengeschwindigkeitsdispersion einer Standardfaser für verschiedene Wellenlängen gegen den Außenradius r_{cl} abgetragen. Die verwendete Wellenlängenabhängigkeit der Glasindizes n_{co} und n_{cl} wird in Anhang B angegeben. Das Radienverhältnis ist $c = r_{co}/r_{cl} = 10/125$ und der Außenindex beträgt $n_{lu} = 1$.

In Abb. 29 sind links die Lösungen $n_{\text{eff}1}$ des Modensolvers dargestellt. Dort sieht man, dass die effektive Brechzahl für kleine Außenradien immer stärker gegen eins geht. Das Modenfeld der größeren Wellenlängen λ_0 verlässt schon bei größeren Außenradien das Glas. Entsprechend sind die $n_{\text{eff}1}$ für große Wellenlängen näher bei eins.

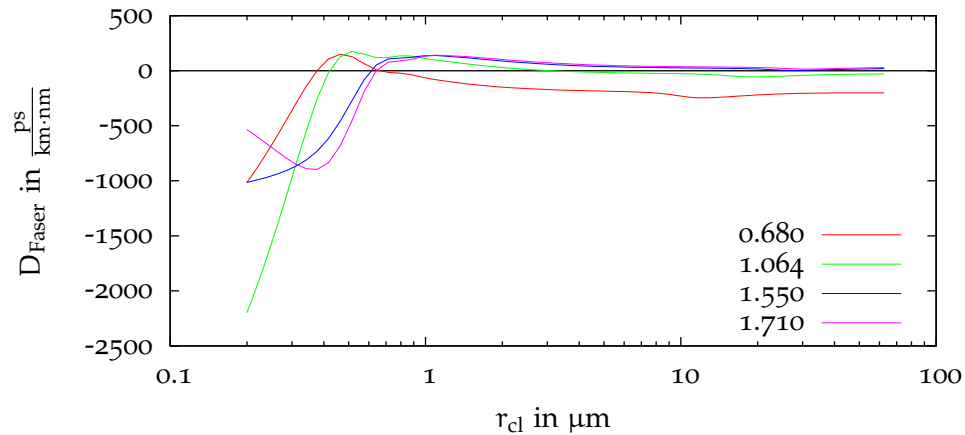


Abbildung 28: Durchmesserabhängigkeit der Dispersion $D_{\text{Faser}}(\lambda, r_{\text{cl}})$ der Grundmode für verschiedene Wellenlängen λ_0 (in μm). Den Werten liegt eine skalare Rechnung zugrunde.

Der rechte Graph der Abb. 29 zeigt die Gruppengeschwindigkeitsdispersion D_{Faser} . Die Dispersionsnullstelle liegt für einen Außenradius von 60 μm bei einer Wellenlänge von 1.3 μm . Durch Verkleinern des Außenradius verschiebt sich die Nullstelle zu kürzeren Wellenlängen. Bei einem Außenradius von 600 nm kommt noch eine zweite Nullstelle von rechts in das beobachtete Wellenlängenintervall. Eine Faser mit 300 nm Außenradius besitzt keine Dispersionsnullstellen im betrachteten Spektralbereich mehr.

Man kann zusammenfassen, dass erst bei Tapertailen unter 1 μm maßgebliche Einflüsse auf die Dispersion zu erwarten sind.

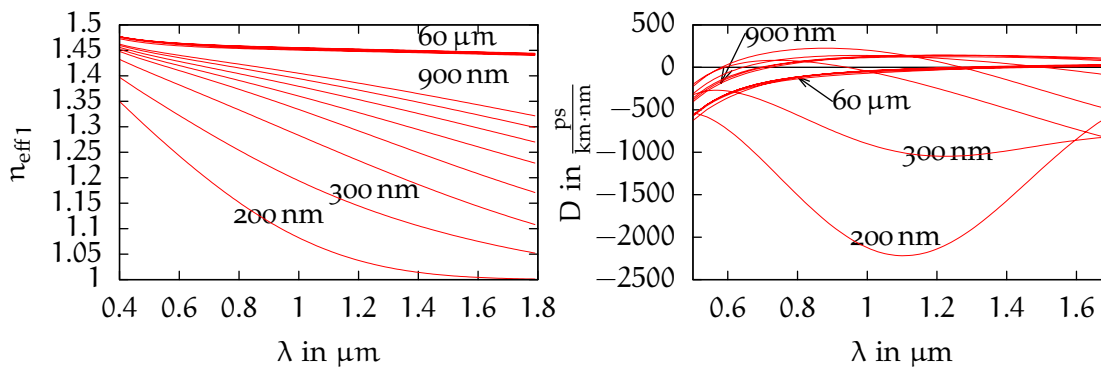


Abbildung 29: Links: effektiver Index der Grundmode n_{eff} , rechts: Gruppengeschwindigkeitsdispersion $D_{\text{Faser}}(\lambda, r_{\text{cl}})$ der Grundmode für verschiedene Außenradien $r_{\text{cl}} \in \{0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 10, 20, 30, 40, 50, 60\}$.

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In dieser Arbeit werden die grundlegenden optischen Eigenschaften einer getaperten Faser dargestellt. Dabei entstand ein Computerprogramm, um die Lichtausbreitung im Taper mit Hilfe gekoppelter lokaler Moden zu beschreiben. Es konnte gezeigt werden, dass am existierenden Faserziehplatz adiabatische Taper im sub-Mikrometer-Bereich hergestellt werden können. Bei der Herstellung steilerer Taper ändert sich die Transmission während des Ziehprozesses in charakteristischer Weise, so dass auf den aktuellen Taillendurchmesser geschlossen werden kann.

Bei einem Taillendurchmesser von 270 nm ist die Transmission der Taper bei einer Wellenlänge von 1.55 μm jedoch sehr klein und liefert keine Aussage mehr über den Durchmesser. Vermutlich ist es möglich, Taper mit noch dünneren Durchmessern herzustellen. Um den Herstellungsprozess für sub- μm -Durchmesser zu überwachen, sollte eine niedrigere Lichtwellenlänge zur Transmissionsmessung eingesetzt werden.

In dieser Arbeit werden außerdem grundlegende Überlegungen zur Dispersion von Tapern angestellt. Das Ergebnis ist, dass erst ab 1 μm Taillendurchmesser wesentliche Änderungen gegenüber der ungetaperten Faser auftreten. Es bietet sich an, die Dispersion von Tapern mit dem im IPHT Jena vorhandenen interferometrischen Messplatz zu vermessen und die Überlegungen mit vektoriellen Rechnungen fortzusetzen. In diesem Zusammenhang kann auch die Weißlichterzeugung in Tapern untersucht werden.

Ein vielversprechender Ansatz zur Herstellung von Sensoren ist, ein Faser-Bragg-Gitter in die Tapertaille einzuschreiben. Wenn dies gelingt, werden sehr sensible photonische Sensoren z. B. für die Biotechnologie zugänglich.

In dieser Arbeit wurde das Profil des Taperübergangs so gewählt, dass es sich einfach herstellen lässt. Es sind vermutlich optimierte Profile möglich, die bei gleicher Transmission kürzer und schneller herstellbar sind. Für den Einsatz als Nahfeldsonde muss zusätzlich zur Transmission auch die mechanische Stabilität der Taper in Betracht gezogen werden.

MODEN EINER FASER MIT DOPPELSTUFENINDEX

A.1 EIGENWERTGLEICHUNGEN

A.1.1 Kernmoden

Die Eigenwertgleichung (2.22) enthält noch Abkürzungen und unphysikalische Polstellen. Für die Implementierung im Computer wird alles auf eine Seite gebracht und mit $J_1(u)uv(v')^2$ durchmultipliziert. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned}
& -K_0(v)I_0(v'c)J_1(u)K_1(v')uv'S/K_1(v) \\
& -K_0(v)K_0(v'c)J_1(u)I_1(v)uv'S/K_1(v) \\
& \quad -I_0(v')K_0(v'c)J_1(u)uvS \\
& \quad +K_0(v')I_0(v'c)J_1(u)uvS \\
& +J_0(u)K_0(v)I_1(v')K_1(v'c)v'/K_1(v) \\
& -J_0(u)K_0(v)K_1(v')I_1(v'c)v'^2/K_1(v) \\
& \quad +J_0(u)I_0(v')K_1(v'c)vv' \\
& \quad +J_0(u)K_0(v')I_1(v'c)vv' = 0
\end{aligned} \tag{A.1}$$

mit $S = 1/c$. Für die numerische Auswertung kann man den Logarithmus des Betrags der linken Seite für variierende n_{eff} und r_{cl} darstellen. Die Werte wachsen nicht so stark für $n_{\text{eff}} \rightarrow n_{\text{co}}$, wenn man noch durch $I_0(v')$ teilt.

A.1.2 Mantelmoden

Die Eigenwertgleichung (2.25) kann analog umgeformt werden. Durch Multiplikation mit $J_1(u)uv(u')^2$ werden die Polstellen entfernt und es ergibt sich

$$\begin{aligned}
& J_0(u')Y_0(u'c)J_1(u)uvS \\
& -Y_0(u')J_0(u'c)J_1(u)uvS \\
& +K_0(v)J_0(u'c)J_1(u)Y_1(u')uu'S/K_1(v) \\
& -K_0(v)Y_0(u'c)J_1(u')uu'S/K_1(v) \\
& \quad -J_0(u)J_0(u')Y_1(u'c)u'v \\
& \quad +J_0(u)Y_0(u')J_1(u'c)u'v \\
& +J_0(u)K_0(v)J_1(u')Y_1(u'c)(u')^2/K_1(v) \\
& -J_0(u)K_0(v)Y_1(u')J_1(u'c)(u')^2/K_1(v) = 0.
\end{aligned} \tag{A.2}$$

A.2 KOEFFIZIENTEN UND NORMIERUNG

A.2.1 Kernmoden

Die Koeffizienten für Kernmoden sind:

$$A'_1 = A'_0 (v'c J_0(u) K_1(v'c) - u J_1(u) K_0(v'c)), \quad (A.3a)$$

$$A'_2 = A'_0 (v'c I_1(v'c) J_0(u) + u J_1(u) I_0(v'c)), \quad (A.3b)$$

$$A'_3 = (A'_1 I_0(v') + A'_2 K_0(v')) / K_0(v). \quad (A.3c)$$

Zur Normierung der Kernmoden mit (2.12) wird folgender Ausdruck berechnet

$$\begin{aligned} N_{co} = \pi \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_{co} & \left(\underbrace{(A'_0)^2 \int_0^a J_0^2(ur/a) r dr}_{P'_1} + \underbrace{(A'_3)^2 \int_b^\infty K_0^2(vr/b) r dr}_{P'_2} \right. \\ & + \underbrace{(A'_1)^2 \int_a^b I_0^2(v'r/b) r dr}_{P'_3} + \underbrace{(A'_2)^2 \int_a^b K_0^2(v'r/b) r dr}_{P'_4} \\ & \left. + 2A_1 A_2 \underbrace{\int_a^b I_0(v'r/b) K_0(v'r/b) r dr}_{P'_5} \right). \end{aligned} \quad (A.4)$$

Die Integrale können alle analytisch gelöst werden ([SL95, S. 716], [PBM86, S. 44, 48]):

$$P'_1 = \frac{a^2}{2} (J_0^2(u) + J_1^2(u)), \quad (A.5a)$$

$$P'_2 = -\frac{b^2}{2} (K_0^2(v) - K_1^2(v)), \quad (A.5b)$$

$$P'_3 = \frac{b^2}{2} (I_0^2(v') - I_1^2(v')) - \frac{a^2}{2} (I_0^2(v'c) - I_1^2(v'c)), \quad (A.5c)$$

$$P'_4 = \frac{b^2}{2} (K_0^2(v') - K_1^2(v')) - \frac{a^2}{2} (K_0^2(v'c) - K_1^2(v'c)), \quad (A.5d)$$

$$\begin{aligned} P'_5 = & \frac{b^2}{2} (I_0(v') K_0(v') + I_1(v') K_1(v')) \\ & - \frac{a^2}{2} (I_0(v'c) K_0(v'c) + I_1(v'c) K_1(v'c)). \end{aligned} \quad (A.5e)$$

A.2.2 Mantelmoden

Für Mantelmoden sind die Koeffizienten

$$A_1 = \frac{\pi}{2} A_0 (u J_1(u) Y_0(u'c) - u'c J_0(u) Y_1(u'c)), \quad (A.6a)$$

$$A_2 = \frac{\pi}{2} A_0 (u'c J_1(u'c) J_0(u) - u J_1(u) J_0(u'c)), \quad (A.6b)$$

$$A_3 = (A_1 J_0(u') + A_2 Y_0(u')) / K_0(v). \quad (A.6c)$$

Die Normierung erfolgt mit

$$\begin{aligned}
 N_{cl} = \pi \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_{co} & \left(\underbrace{A_0^2 \int_0^a J_0^2(ur/a) r \, dr}_{P'_1} + \underbrace{A_3^2 \int_b^\infty K_0^2(vr/b) r \, dr}_{P'_2} \right. \\
 & + \underbrace{A_1^2 \int_a^b J_0^2(u'r/b) r \, dr}_{P_3} + \underbrace{A_2^2 \int_a^b Y_0^2(u'r/b) r \, dr}_{P_4} \\
 & \left. + 2A_1 A_2 \underbrace{\int_a^b J_0(v'r/b) Y_0(v'r/b) r \, dr}_{P_5} \right). \tag{A.7}
 \end{aligned}$$

Die Integrale im Kern P'_1 und der Luft P'_2 sind bereits für die Kernmoden berechnet worden. Die noch nicht gelösten Integrale sind

$$P_3 = \frac{b^2}{2} (J_0^2(u') + J_1^2(u')) - \frac{a^2}{2} (J_0^2(u'c) + J_1^2(u'c)), \tag{A.8a}$$

$$P_4 = \frac{b^2}{2} (Y_0^2(u') + Y_1^2(u')) + \frac{a^2}{2} (Y_0^2(u'c) + Y_1^2(u'c)), \tag{A.8b}$$

$$\begin{aligned}
 P_5 = \frac{b^2}{2} (J_0(u')Y_0(u') + J_1(u')Y_1(u')) \\
 - \frac{a^2}{2} (J_0(u'c)Y_0(u'c) + J_1(u'c)Y_1(u'c)). \tag{A.8c}
 \end{aligned}$$

MATERIALDISPERSION FÜR EINE STANDARDFASER

Aus den Daten der folgenden Tabelle (aus [Meno7]) kann die wellenlängenabhängige Brechzahl $n(\lambda)$ mit der Vakuumwellenlänge λ in μm und der Sellmeierformel berechnet werden:

$$n^2 - 1 = \sum_{j=1}^3 \frac{\lambda^2 B_j}{\lambda^2 - \lambda_j^2}. \quad (\text{B.1})$$

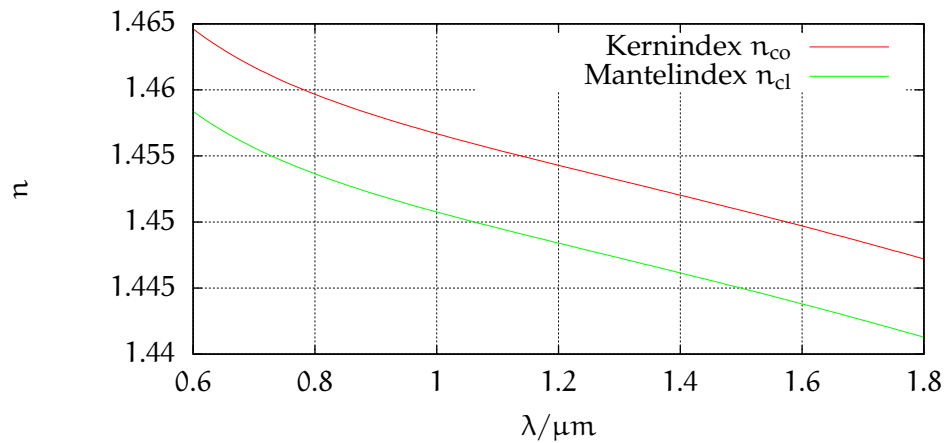


Abbildung 30: Wellenlängenabhängige Phasenbrechzahl für Mantel- und Kernglas.

KOEFFIZIENT	reines SiO_2	4 mol% Ge
B_1	0,696 8	0,686 7
$\lambda_1 / \mu\text{m}$	0,069 07	0,072 68
B_2	0,408 2	0,434 8
$\lambda_2 / \mu\text{m}$	0,115 7	0,115 1
B_3	0,890 8	0,896 6
$\lambda_3 / \mu\text{m}$	9,901	10,00

Tabelle 2: Sellmeierkoeffizienten von Mantel- und Kernglas.

C.1 SIMULATION DES TAPERZIEHPROZESSES MIT KLEINER HEIZZONE

```

1 // cc -o profil profil.c -lsdl -lgl -lglu
real vx,vf,F0,x0,l,dt,x,F,dF,L,tg,dx;
real func_x(real t) // Ort des Mittelpunkts der kleinen Heizzone
{
    real v=vx,xstart=-.5*L;
6     int T=(int)(t/tg);
    //return x0+.5*vf*t; // konstante Heizzone
    if(T%2==0){
        v=-v; xstart=-xstart; // hin- und herbewegen
11    }
    return x0+xstart+.5*vf*t+v*(t-T*tg);
}
void coarse(G*g,real t)
{
    G*p,*pold=g;
16    for(p=pold->n;p;p->n){
        if(p->x>x0+.5*vf*t-.5*L && p->x<x0+.5*vf*t+.5*L &&
            p->x-pold->x<dx){
            // Element wird spaeter ueberfahren
            // und zu dicht, eliminieren
21            real
                lold=pold->n->x-pold->x,
                lweg=p->n->x-p->x,
                len=p->n->x-pold->x; // Laenge zum vorherigen dazu
                pold->r=(pold->r+lold+p->r*lweg)/len;
26            // r des vorigen aendern, Volumenerhalt
                pold->n=p->n; // rechten Nachbar anhaengen
                free(p); // loeschen
            } else
                pold=p;
31    }
}
G*cut(G*anker,real x)
{
    G*p;
36    for(p=anker;p->n;p=p->n)
        if(p->n->x>=x)
            break;
        if(p->n->x==x)
            return p->n;
41    else
        return insert(p,new(x,p->r));
}
int main()
{
46    SDL_putenv("SDL_VIDEO_X11_WMCLASS=littleptracker"); // for
        eeeepc
        SDL_Init(SDL_INIT_VIDEO);
        SDL_GL_SetAttribute(SDL_GL_DOUBLEBUFFER,1);
        SDL_Surface *screen=SDL_SetVideoMode(W,H,24,SDL_OPENGL);
51    glViewport(0,0,W,H);
        glMatrixMode(GL_PROJECTION);
        glLoadIdentity();
        gluPerspective(70,W*1./H,.1,100);
        glMatrixMode(GL_MODELVIEW);
        glLoadIdentity();
56    gluLookAt(0,-20,0,0,0,0,0,0,1);
        glLineWidth(2);
        int i;
        F0=12,L=4,x0=F0/2,l=.6;
        vx=2.5,vf=.1; //2*vx=l/L;
61    dt=.01*l/vx,x=x0,F=F0,dF=vf*dt;
        tg=L/vx; // Periode der Scanbewegung
        dx=F0/600;
        G*anker=new(0,62.5);
        anker->n=new(F0,62.5);
66    real time=0;
        for(i=1;i<100000;i++){ // Zeitschritte durchlaufen
            SDL_Event e;
            while(SDL_PollEvent(&e)) // wenn 'q' gedrueckt beenden
                if(e.type==SDL_KEYDOWN &&
71                e.key.keysym.sym ==SDLK_q)
                    goto leave;
            if(i%1000==0) // gelegentlich ausduennen
                coarse(anker,time);
            time+=dt;
            x=func_x(time);
            F+=dF;
            G *p=cut(anker,x-.5*l),
                *q=cut(anker,x+.5*l),
                *g;
81
            glClear(GL_COLOR_BUFFER_BIT|GL_DEPTH_BUFFER_BIT);
            glPushMatrix();
86            glScaled(2,1,2./25.); // in gelb Heizprofil fuer konstante
            glTranslated(-F0,0,0); // Heizzone (analytisch)
            glColor3d(1,1,0);
            glBegin(GL_LINE_STRIP);
            {
91                int j; real Ls=L,z0=x0-.5*L,ze=time*vf*.5;
                for(j=0;j<30;j++){
                    real z=ze*j/30.;
                    glVertex3d(z0+z,0,62.5*exp(-2*z/Ls));
                }
                real rw=62.5*exp(-2*ze/Ls);
                glVertex3d(z0+ze,0,rw);
                glVertex3d(z0+Ls+ze,0,rw);
96                for(j=0;j<30;j++){
                    real z=ze*j/30.;
                    glVertex3d(z0+Ls+ze+z,0,62.5*exp(-2*(ze-z)/Ls));
                }
            }
            glEnd();
106            glColor4d(1,1,1,1); // simuliertes Profil in weiss
            glBegin(GL_POINTS);
            for(g=anker;g;g=g->n)
                glVertex3d(g->x,0,g->r);
            glEnd();
            glBegin(GL_LINES);
            {
111                int j=0;
                for(g=anker;g;g=g->n,j++)
                    if(j%100==0)
                        glVertex3d(g->x,0,g->r),glVertex3d(g->x,0,-g->r);
            }
            glColor3d(1,.2,.2);
            glVertex3d(x-.5*l,0,62.5);glVertex3d(x+.5*l,0,0);
            glVertex3d(x+.5*l,0,62.5);glVertex3d(x+.5*l,0,0);
121            glEnd();
            glPopMatrix();
            SDL_GL_SwapBuffers();
            //SDL_Delay(16);
126            real sumx=0;
            for(g=p;g!=q;g=g->n){
                real li=g->n->x-g->x,dli=dF*l1/L;
                g->r*=l1/(l1+dli);
                sumx+=dli;
                g->x+=sumx;
131            }
            for(g=q;g;g=g->n)
                g->x+=dF;
            }
136    leave:
        SDL_FreeSurface(screen);
        SDL_Quit();
        return 0;
}

```

C.2 COMPUTERPROGRAMM ZUR BEUGUNG AN DIELEKTRISCHEN ZYLINDERN

In [BH98] wird das Beugungsproblem für einen homogenen dielektrischen Zylinder gelöst. Für den Fall senkrechter Bestrahlung ist ein FORTRAN-Programm im Buch enthalten, um das gestreute Feld zu berechnen. Das folgende Listing zeigt dieses vom Autor nach C übertragene Programm:

```

/* cc -o beugung beugung.c -lm; ./beugung
   schreibt Beugungsbilder der zwei Polarisationen in
   30_1.dat und 30_2.dat */
#include <math.h>
#include <complex.h>
#include <stdio.h>
double j1(double x);
enum {THETA=360};
typedef double real;
typedef complex c;
10 real F[1000],J[1000],Y[1000],D[1000];
c a[1000],b[1000];
c T1[THETA],T2[THETA];
real
15 Pi=3.14159265358979324,
   Gamma=.57721566490153286;
int mst;
c H(int n)
{
20   return J[n]+I*Y[n];
}
void f(real m, real x)
{
25   int ndelta=ceil(pow(101+x,.499)),
       nstop=ceil(x+4*pow(x,.3333)+2),p;
   mst=nstop+ndelta;
   F[mst]=0;
   F[mst-1]=1e-32;
   real x_=.1/x;
30   for(p=mst-1;p--){
       F[p-1]=2*p*F[p]*x_-F[p+1]; // Rekurrenz fuer F
       real alpha=.5*F[0];
       for(p=2;p<mst;p+=2)
           alpha+=F[p];
35   real alpha_=.5/alpha; // Kehrwert von alpha
       for(p=0;p<mst;p++){
           J[p]=alpha_*F[p]; // alle J_p bestimmen

       // Startwert y0 bestimmen
40   real sumJu=0,sumJg=0;
       for(p=4;p<mst;p+=4)
           sumJg+=J[p]/p;
       for(p=2;p<mst;p+=4)
           sumJu+=J[p]/p;
45   Y[0]=2./Pi*((log(.5*x)+Gamma)*J[0]-4*(sumJg-sumJu));
       // y1 mit Wronskian ermitteln
       Y[1]=(J[1]*Y[0]-2/(Pi*x))/J[0];
       // upward recurrence
       for(p=1;p<mst-1;p++){
50   Y[p+1]=2*p*Y[p]*x_-Y[p-1];

       // Berechne logarithmische Ableitungen D
       int nmxc=ceil((nstop>fabs(m*x)?nstop:fabs(m*x))+15);
       real z_=.1/(m*x);
55   D[nmx]=0;
       for(p=nmxc-1;p--){
           D[p-1]=(p-1)*z_-(p*z_+D[p]);

       real m_=.1/m;
60   // Berechne scatter coefficients a_n und b_n
       a[0]=(D[0]*J[0]*m_+J[1])/(D[0]*m_+H(0)+H(1));
       for(p=1;p<mst;p++){
           real q=D[p]*m_+p*x_;
           a[p]=(q*J[p]-J[p-1])/(q*H(p)-H(p-1));

           b[0]=(m*D[0]*J[0]+J[1])/(m*D[0]*H(0)+H(1));
           for(p=1;p<mst;p++){
               real q=m*D[p]+p*x_;
               b[p]=(q*J[p]-J[p-1])/(q*H(p)-H(p-1));
           }
70   }
   real lambda=.661; // PARAMETER Wellenlaenge in mikrometer
   void Calc(real n,real radius)
   {
75   int p,i;
       f(n,2*Pi*radius/lambda);
       for(i=0;i<THETA;i++){
           real theta=i*Pi/(12*180.);
           c sumT1=0,sumT2=0;
80   for(p=1;p<mst;p++){
               real c=cos(p*theta);
               sumT1+=b[p]*c;
               sumT2+=a[p]*c;
           }
85   T1[i]=b[0]+2*sumT1;
       T2[i]=a[0]+2*sumT2;
   }
}
90   enum { WW=1500 };
   int main()
   {
       int i,j;
       real m=1.45625, // PARAMETER: nco/nc1
           rad=.6*5; // PARAMETER: Radius in mikrometer
       Calc(m,rad);
       real k=2*Pi/lambda;
       int dist[]={30}; // PARAMETER: Abstand von Faserachse in
                           Mikrometer
       real X[]={29.8};
100  #define len(x) (sizeof(x)/sizeof((x)[0]))
       for(j=0;j<len(dist);j++){
           char s1[100],s2[100],s1d[100],s2d[100],s1s[100],s2s[100];
           sprintf(s1,"%d_1.dat",dist[j]); sprintf(s2,"%d_2.dat",dist[j]);
           FILE*f1=fopen(s1,"w"),*f2=fopen(s2,"w");
105   for(i=0;i<WW;i++){
               real x=(i+1./WW-.5)*70, z=dist[j], r=hypot(x,z),
                   theta=atan2(x,z), kr=k*r;
               int p;
               c T1=0; // 1: senkrecht zur Faserachse polarisiert
               for(p=1;p<mst;p++){
                   T1+=b[p]*cos(p*theta);
                   T1=b[0]+2*T1;
                   c alpha=cexp(I*(kr+.75*Pi))*sqrt(2/(Pi*kr)),
                       us1=alpha*T1, ui=cexp(I*k*z);
                   fprintf(f1,"%g %g\n",x+X[j],pow(cabs(ui+us1),2));
115   c T2=0; // 2: in Richtung der Faserachse polarisiert
               for(p=1;p<mst;p++){
                   T2+=a[p]*cos(p*theta);
                   T2=a[0]+2*T2;
                   c us2=alpha*T2;
                   fprintf(f2,"%g %g\n",x+X[j],pow(cabs(ui+us2),2));
               }
               fclose(f1); fclose(f2);
125   }
       return 0;
   }
}
65

```

C.3 COMPUTERPROGRAMM ZUR SIMULATION DER LICHTAUSBREITUNG IN FASER-TAPERN

```

// g++ -o cmt cmt.cpp -lgsl -lgslcblas
#include <gsl/gsl_sf_bessel.h>
#include <gsl/gsl_spline.h>
#include <gsl/gsl_matrix.h>
#include <gsl/gsl_odeiv.h>
#include <gsl/gsl_errno.h>
#include <gsl/gsl_math.h>
#include <gsl/gsl_const_mksa.h>
#include <gsl/gsl_roots.h>
#include <complex>
#include <cmath>
#include <iostream>
#include <fstream>
#include <vector>
#include <fstream>
using namespace std;

typedef long double reell;
typedef complex<long double> komplex;

const reell R0=62.5;

class FiberParameters
{
public:
    FiberParameters(reell n1,reell n2,reell n3,reell lambda,
        reell b,reell c):
        d_n1(n1),d_n2(n2),d_n3(n3),d_lambda(lambda),d_b(b),
        d_c(c),d_ne(n1){}
    reell n1(){ return d_n1;}
    reell n2(){ return d_n2;}
    reell n3(){ return d_n3;}
    reell lambda(){ return d_lambda;}
    reell b(){ return d_b;}
    reell c(){ return d_c;}
    reell a(){ return d_c*d_b;}
    reell ne(){ return d_ne;}
    reell b_cutoff(){
        return 2.405*d_lambda/
            (2*M_PI*sqrtl(d_n2*d_n2-d_n3*d_n3));}
    void set_b(reell b){ d_b=b; }
    void set_ne(reell ne){ d_ne=ne;}

    reell Vco(reell b){set_b(b); return Vco();}
    reell Vco(){ return 2*M_PI/
        d_lambda*a()*sqrtl(d_n1*d_n1-d_n2*d_n2); }
    reell Vcl(){ return 2*M_PI/
        d_lambda*b()*sqrtl(d_n2*d_n2-d_n3*d_n3); }

    reell delta1(){
        reell nco2=n1()*n1(), ncl2=n2()*n2();
        return .5*(nco2-ncl2)/nco2; }
    reell delta2(){
        reell nco2=n1()*n1(), ncl2=n2()*n2(), nlu2=n3()*n3();
        return .5*(ncl2-nlu2)/nco2; }

    reell smf_b(){
        // return radius of glass in air fiber that is single mode
        return 2.405*d_lambda/
            (2.*M_PI*sqrtl(d_n2*d_n2-d_n3*d_n3));
    }
    reell Vcc(){ return sqrtl(2./log(1./d_c)); }
    reell NA(){ return sqrtl(d_n1*d_n1-d_n2*d_n2); }
    reell NAcl(){ return sqrtl(d_n2*d_n2-d_n3*d_n3); }
    reell b_cutoff(int nu){
        // approximation for small core,
        return gsl_sf_bessel_zero_jnu(nu,1)/(k0()*NAcl());}
    reell k0(){ return 2*M_PI/d_lambda; }
    reell bcc(){ return Vcc()/(k0()*d_c*NA());}
    // calculate bessel functions with long double precision
    reell J(int n,reell x){
        return jnl(n,x); }
    reell II(int n,reell x){
        return expl(x)*gsl_sf_bessel_In_scaled(n,x); }
    reell K(int n,reell x){
        return expl(-x)*gsl_sf_bessel_Kn_scaled(n,x); }
    reell Y(int n,reell x){
        return ynl(n,x); }
private:
    reell d_n1, d_n2, d_n3, // Brechzahlen
    d_lambda, // Wellenlaenge in um
    d_b, // aktueller Aussenradius
    d_c, // Radienverhaeltnis rco/rcl
    d_ne; // aktueller effektiver Index
};

class ScalarDoubleClad : public FiberParameters
{
// das ist der Modensolver
public:
    ScalarDoubleClad(FiberParameters fp)
        :FiberParameters(fp),eps(1e-17){}
    reell find_ne_b(reell b,reell dn=.00005)

```

```

{
    // use this for interpolating function
    set_b(b);
    return find_ne(dn);
}

// bracket search, goes down dn until sign change
reell find_ne(reell dn=.00005);
// find first M modes
vector<reell> findMultiple_ne(int M,reell dn=.00005);
reell eq();
reell eq(reell ne){ set_ne(ne); return eq(); }
reell eq(reell b, reell ne){
    set_b(b); set_ne(ne); return eq();}
reell eq_cutoff(reell b,reell ne);
reell F(reell r);
reell fa(){return d_fa;} //field on core radius \psi(r=rco)
reell fb(){return d_fb;} //field on outer radius \psi(r=rcl)
reell Ik(){return d_Ik;}
reell Ig(){return d_Ig;}
reell Il(){return d_Il;}
reell B(){ return (ne()*ne()-n3()*n3())/
    (n1()*n1()-n3()*n3());}
reell find_root(reell l,reell r);
private:
    reell eps;
    reell d_fa, d_fb, // Feld auf Rand
    d_Ik, d_Ig, d_Il; // \propto Energie in Kern,
    // Glas und Luft
};

class Interpolation
{
    enum {N=300};
public:
    Interpolation(ScalarDoubleClad he11, ScalarDoubleClad he12,
        reell start, reell end)
        :start(start),end(end)
    {
        he11.set_ne(he11.n1()); // set highest value
        for(uint i=0;i<N;i++){
            data1[i]=he11.find_ne_b(IndexToArgument(i));
            if(data1[i]<0)
                cerr << "error: value of effective index 1 for b="
                    << IndexToArgument(i) << " couldn't be found"
                    << endl;
        }
        for(uint i=0;i<N;i++){
            he12.set_ne(data1[i]-.0001); // set below ground mode
            he12.set_b(IndexToArgument(i)); // I need to specify dn
            data2[i]=he12.find_ne(.00001);
        }
    }
    reell IndexToArgument(uint i)
    {
        return start+reell(i)*(end-start)/reell(N);
    }
    void dump()
    {
        for(uint i=0;i<N;i++){
            cout << IndexToArgument(i)
                << " " << data1[i] << " " << data2[i] << endl;
        }
    }
    reell ne1(reell x){ return ne(x,data1); }
    reell ne2(reell x){ return ne(x,data2); }
private:
    reell ne (reell x, reell data[N])
    {
        int a=int(reell(N)*(x-start)/(end-start));
        if(a<0 || uint(a)>=N-1){
            cerr
                << "error: interpolation argument outside range of data"
                << endl;
            return 0;
        }
        reell t=(x-IndexToArgument(a))*reell(N)/(end-start);
        return data[a]+t*(data[a+1]-data[a]);
    }
    reell data1[N],data2[N],start,end;
};

class ScalarCouple
{
public:
    ScalarCouple (FiberParameters fp)
        :d_b(fp.b()),d_he11(fp),d_he12(fp),
        d_interpol(d_he11,d_he12,70,fp.smf_b()){}
    reell b(){ return d_b; }
    void set_b(reell b)
    {
        d_b=b;
    }

```



```

    d_he11.set_ne(d_interpol.ne1(d_b));
    d_he11.set_b(b);
    d_he12.set_ne(d_interpol.ne2(d_b));
    d_he12.set_b(b);
188 reell c=d_he11.c(), delta1=d_he11.delta1(), delta2=d_he11. 288
    delta2();
    d_he11.F(.2); d_he12.F(.2); // possibly these calls
    // refine ne1 and ne2
    reell ne1=d_he11.ne(), ne2=d_he12.ne(), nco=d_he11.n1();
    reell s=nco/(ne1-ne2);
193 d_Cs=(c*c*delta1*d_he11.fa()*d_he12.fb()+
    delta2*d_he11.fb()*d_he12.fb());
    d_Cco=s*c*c*delta1*d_he11.fa()*d_he12.fb();
    d_Ccl=s*delta2*d_he11.fb()*d_he12.fb();
}
198 reell C() { return d_C; }
    reell Cco() { return d_Cco; }
    reell Ccl() { return d_Ccl; }
    ScalarDoubleClad he11(){return d_he11;}
    ScalarDoubleClad he12(){return d_he12;}
203 reell ne1(){return d_he11.ne();}
    reell ne2(){return d_he12.ne();}
    Interpolation interpol(){return d_interpol;}
private:
    reell d_b, d_C, d_Ccl, d_Cco;
    ScalarDoubleClad d_he11, d_he12;
    Interpolation d_interpol;
};

class SinusProfile
213 {
public:
    SinusProfile(reell Length, reell rw=10.5, reell r0=R0)
    :d_Length(Length), rw(rw), r0(r0){}
    reell b(reell x) // exaktes Profil an der Stelle x
218 {
    if(x<=0 || x>=d_Length)
        return r0;
    reell arg=x/d_Length*M.PI;
    reell rw+(r0-rw)*.5*(cosl(arg)+1);
223 }
    reell Length(){return d_Length;}
    reell bm(reell z, reell dzm=100, int M=2){
    // geglaettetes Profil
    (void) dzm; (void) M;
228 return b(z); // we don't need smoothing of sinus
    }
    reell db(reell z, reell dz=100, reell dzm=100, int M=2){
    return (bm(z+dz, dzm, M)-bm(z-dz, dzm, M))/(2*dz);}
private:
233 reell d_Length, // Laenge des gesamten Tapers
    rw, // minimaler Aussenradius
    r0; // Radius der ungetaperten Faser
};

238 reell ScalarDoubleClad::find_root(reell l, reell r)
{
    // if(l<1.1) cerr<<"find_root b="<<b()<<endl;
    reell h;
    if(l>r){
243 h=l;
        l=r;
        r=h;
    }
    if(l<n3())
        l=n3()+eps;
    if(r>n1())
        r=n1()-eps;
    // if(l<n2()) && r>n2())
    // cerr << "find_root: sprung bei n2 ist mit drin" << endl;
253 reell fl, fm, fr;
    for(int i=0; i<60 && r-l>3e-19; i++){
        fl=eq(l);
        m=.5*(l+r);
        fm=eq(m);
        fr=eq(r);
258 if((fl<0 && fr<0) || (fl>0 && fr>0))
            goto abort;
        if((fl<0 && fm<0) || (fl>0 && fm>0))
            l=m;
        else if ((fr<0 && fm<0) || (fr>0 && fm>0))
263 r=m;
        else
            goto abort;
    }
    return .5*(l+r);
268 abort:
    // cerr
    // <<"error: same sign on borders, no bisection possible "
    // << fl << " " << fr <<endl;
273 return -1;
}

reell ScalarDoubleClad::find_ne(reell dn)
278 {
    reell n, ne1;
    if(ne()+dn>n1()-eps)
        n=n1()-eps-dn;
    else
        n=ne();
283 if(ne())<n3()+eps)
        n=n3()+eps;
    for(;n>n2();n-=dn){
        ne1=find_root(n, n+dn);
        if(ne1>0)
            return ne1;
    }
    for(;n>n3()+eps;n-=dn){
        ne1=find_root(n, n+dn);
        if(ne1>0)
            return ne1;
    }
    return -1;
}

298 vector<reell> ScalarDoubleClad::findMultiple_ne(int M, reell dn)
{ // bei konstantem Aussenradius von hohen neff zu niedrigen
  // nach Nullstellen in Eigenwertgleichung suchen
    reell nstart=n1();
    int i;
    vector<reell> e;
    for(i=0; i<M; i++){
        set_ne(nstart);
        reell ne=find_ne(dn);
        if(ne<0)
            break;
        e.push_back(ne);
        nstart=ne-.0001;
    }
    return e;
313 }

reell ScalarDoubleClad::eq()
{ // Eigenwertgleichung fuer Doppelstufenindex
    reell
318 k0=2.*M.PI/lambda(),
    c=ScalarDoubleClad::c(),
    S=1./c,
    a=ScalarDoubleClad::a(),
    bk0=b()*k0,
    ne2=ne()*ne(),
    u=a*k0*sqrtl(n1()*n1()-ne2),
    v=bk0*sqrtl(ne2-n3()*n3());
    if(ne1<n3() || ne1>n1())
328 return 20;
    if(ne1>n2()){
        reell
        vv=bk0*sqrtl(ne2-n2()*n2()),
        k0v=K(0, v),
        j1u=J(1, u),
        k1vv=K(1, vv),
        k1v=K(1, v),
        k0vv=K(0, vv),
        k0vvs=K(0, vv*c),
        i1vv=I(1, vv),
        i0vv=I(0, vv),
        i0vvs=I(0, vv*c),
        j0u=J(0, u),
        k1vvs=K(1, vv*c),
        i1vvs=I(1, vv*c);
343 return (-k0v*i0vvs*j1u*k1vv+u*vv*S/k1v
        -k0v*k0vvs*j1u*i1vv+u*vv*S/k1v
        -i0vv+k0vvs*j1u+u*vv*S
        +k0vv+i0vvs*j1u+u*vv*S
        +j0u*k0v*i1vv*k1vvs+vv*vv/k1v
        -j0u*k0v*k1vv*i1vvs+vv*vv/k1v
        +j0u*i0vv*k1vvs+vv*vv
        +j0u*k0vv*i1vvs+vv*vv)/i0vv;
    } else if (ne1<n2()) {
        reell
        uu=bk0*sqrtl(n2()*n2()-ne2),
        j0uu=J(0, uu),
        y0uus=Y(0, uu*c),
        j1u=J(1, u),
        y0uu=Y(0, uu),
        j0uus=J(0, uu*c),
        k0v=K(0, v),
        y1uu=Y(1, uu),
        k1v=K(1, v),
        j1uu=J(1, uu),
        j0u=J(0, u),
        y1uus=Y(1, uu*c),
        j1uus=J(1, uu*c);
        return j0uu*y0uus*j1u+u*vv*S
        -y0uu*j0uus*j1u+u*vv*S
        +k0v*j0uus*j1u*y1uu+u*uu*S/k1v
        -k0v*y0uus*j1u*j1uu+u*uu*S/k1v
        -j0u*j0uu*y1uus+uu*v
        +j0u*y0uu*j1uus+uu*v
        +j0u*k0v*j1uu*y1uus+uu*uu/k1v
        -j0u*k0v*y1uu*j1uus+uu*uu/k1v;
373 }
    }
    return -5;
}

378 reell ScalarDoubleClad::F(reell r)
{ // Feld \psi(r) auswerten (ist normiert)
  // fa, fb, I... wird auch berechnet
  // refine ne, use interpolated value as a guess
  // set_ne(ne()); reell rne=find_ne(1e-6); set_ne(rne);
  // cout << rne-ne() << endl;
383 reell

```

```

388     k0=2*M.PI/lambda(),
        a=ScalarDoubleClad::a(),
        b=ScalarDoubleClad::b(),
        c=ScalarDoubleClad::c(),
        bk0=b*k0,
        ne2=ne()*ne(),
        u=a*k0*sqrtl(n1()*n1()-ne2),
        v=bk0*sqrtl(ne2-n3()*n3());
393     if(ne()>n2()){ /* Kern */
        reell
        vv=bk0*sqrtl(ne2-n2()*n2()),
        j1u=J(1,u),j0u=J(0,u),k0v=K(0,v),k1v=K(1,v),
        i0vv=II(0,vv),i1vv=II(1,vv),i0vvc=II(0,vv*c),
        i1vvc=II(1,vv*c),k0vv=K(0,vv),k1vv=K(1,vv),
        k0vvc=K(0,vv*c),k1vvc=K(1,vv*c),
        AA0=1,
        AA1=-AA0*(u*j1u*k0vvc-vv*c*j0u*k1vvc),
        AA2=AA0*(vv*c*i1vvc+j0u*u*j1u*i0vvc),
        AA3=(AA1*i0vv+AA2*k0vv)/K(0,v),
        a2=a*a,b2=b*b,
        II1=.5*a2*(j0u*j0u+j1u*j1u),
        II2=-.5*b2*(k0v*k0v-k1v*k1v),
        II3=-.5*b2*(i0vv+i0vv-i1vv-i1vv),
        II4=-.5*b2*(i0vvc+i0vvc-i1vvc-i1vvc),
        II5=-.5*b2*(k0vvc*k0vvc-k1vvc*k1vvc),
        II6=-.5*b2*(i0vvc*k0vvc+i1vvc*k1vvc),
        N=AA0*AA0*II1+AA3*AA3*II2+AA1*AA1*II3+
        AA2*AA2*II4+2*AA1*AA2*II5,
        N_=1./sqrt(N);
        AA0 *= N_;
        AA1 *= N_;
        AA2 *= N_;
        AA3 *= N_;
        d.Ik = II1/N;
        d.Ig = (II1+II3+II4+II5)/N;
        d.Il = II2/N;
        d.fa = AA0*J(0,u);
        d.fb = AA1*II(0,vv)+AA2*K(0,vv); //AA3*K(0,v);
        if(r<a)
            return AA0*J(0,u*r/a);
        else if (r<b)
            return AA1*II(0,vv*r/b)+AA2*K(0,vv*r/b);
        else
            return AA3*K(0,v*r/b);
    } else { /* Mantel */
        reell
        uu=bk0*sqrtl(n2()*n2()-ne2),
        j1u=J(1,u),j0u=J(0,u),k0v=K(0,v),k1v=K(1,v),
        j0uu=J(0,uu),j1uu=J(1,uu),j0uuc=J(0,uu*c),
        j1uuc=J(1,uu*c),y0uu=Y(0,uu),y1uu=Y(1,uu),
        y0uuc=Y(0,uu*c),y1uuc=Y(1,uu*c),
        A0=1,
        A1=M.PI*.5*A0*(u*j1u*y0uuc-uu*c*j0u*y1uuc),
        A2=M.PI*.5*A0*(uu*c*j1uuc+j0u-u*j1u*j0uuc),
        A3=(A1+j0uu*A2+y0uu)/K(0,v),
        a2=a*a,b2=b*b,
        I1=-.5*a2*(j0u*j0u+j1u*j1u),
        I2=-.5*b2*(k0v*k0v-k1v*k1v),
        I3=-.5*b2*(j0uu*j0uu+j1uu*j1uu),
        I4=-.5*b2*(j0uuc*j0uuc+j1uuc*j1uuc),
        I5=-.5*b2*(y0uu*y0uu+y1uu*y1uu),
        I6=-.5*b2*(y0uuc*y0uuc+y1uuc*y1uuc),
        I7=-.5*b2*(j0uu*y0uu+j1uu*y1uu),
        I8=-.5*b2*(j0uuc*y0uuc+j1uuc*y1uuc),
        N=A0*A0*I1+A3*A3*I2+A1*A1*I3+A2*A2*I4+2*A1*A2*I5,
        N_=1./sqrt(N);
        A0 *= N_;
        A1 *= N_;
        A2 *= N_;
        A3 *= N_;
        d.Ik = I1/N;
        d.Ig = (I1+I3+I4+I5)/N;
        d.Il = I2/N;
        d.fa = A0*J(0,u);
        d.fb = A1*J(0,uu)+A2*Y(0,uu); //A3*K(0,v);
        if(r<a)
            return A0*J(0,u*r/a);
        else if (r<b)
            return A1*J(0,uu*r/b)+A2*Y(0,uu*r/b);
        else
            return A3*K(0,v*r/b);
    }
}
class Spline
{ // zur Interpolation von Werten
public:
    Spline(double*x,double*y,int n):d_xmin(x[0]),d_xmax(x[n-1])
    {
        acc=gsl_interp_accel_alloc();
        spline=gsl_spline_alloc(gsl_interp_cspline,n);
        if(gsl_spline_init(spline,x,y,n)!=GSL_SUCCESS)
            cerr << "spline_init error" << endl;
    }
    ~Spline()
    {
        gsl_spline_free(spline);
        gsl_interp_accel_free(acc);
    }
    double operator()(double x)
{
    double y;
    int status=gsl_spline_eval_e(spline,x,acc,&y);
    if(status)
        cerr << "error in gsl_spline_eval_e(x="<<x
        << " not in ["
        << xmin() << " , " << xmax() << "]): "
        << gsl_strerror(status) << endl;
    return y;
}
    double integrate(double a, double b)
    {
        return gsl_spline_eval_integ(spline,a,b,acc);
    }
    double deriv(double x){
        return gsl_spline_eval_deriv(spline,x,acc); }
    double deriv2(double x){
        return gsl_spline_eval_deriv2(spline,x,acc); }
    double xmin(){return d_xmin;}
    double xmax(){return d_xmax;}
private:
    double d_xmin, d_xmax;
    gsl_spline *spline;
    gsl_interp_accel *acc;
};

class ModeSolver
{ // skalarer Modensolver fuer Doppelstufenindex
    const static int NB=120;
public:
    ModeSolver(FiberParameters fp,int NM=3,reell b0=70);
    ~ModeSolver()
    {
        for(int i=0;i<d.NM;i++){
            delete neff[i];
            delete d_fa[i];
            delete d_fb[i];
        }
        delete [] neff;
        delete [] d_fa;
        delete [] d_fb;
    }
    ScalarDoubleClad* gethe(){return &he;}
    double ne(int mode,double b){ return *((neff)[mode])(b); }
    double ne_bmin(int mode){return ((neff)[mode])->xmin();}
    double ne_bmax(int mode){return ((neff)[mode])->xmax();}
    double fa(int mode,double b){ return *((d_fa)[mode])(b); }
    double fb(int mode,double b){ return *((d_fb)[mode])(b); }
    double f_bmin(int mode){return ((d_fa)[mode])->xmin();}
    double f_bmax(int mode){return ((d_fb)[mode])->xmax();}
    reell bmin(int i){return d_bmin[i];}
    reell bmax(int i){return d_bmax[i];}
    double ba(int i){return d_ba[i];}
    int getNB(){return NB;}
    int getNM(){return d_NM;}
    FiberParameters* getfp(){return &fp;}
private:
    double d_ba[NB];
    vector<reell> d_bmin,d_bmax;
    FiberParameters fp;
    ScalarDoubleClad he;
    Spline**neff,**d_fa,**d_fb;
    int d_NM;
};

ModeSolver::ModeSolver(FiberParameters fp,int NM,reell b0)
: fp(fp),he(fp),d_NM(NM)
{
    const int DEBUG=0;
    he.set_b(b0);
    vector<reell> ne_start(he.findMultiple_ne(NM));
    neff=new Spline* [NM];
    d_fa=new Spline* [NM];
    d_fb=new Spline* [NM];
    for(int i=0;i<NM;i++){ // find neff(b) of first NM modes
        he.set_ne(ne_start[i]);
        vector<reell> vb,vn;
        // begin at b=70 go down
        reell b,n,db=.2,dn=(fp.n1()-fp.n2())*.001;
        reell nstop1=fp.n2()+.1*(fp.n1()-fp.n2()),
        nstop2=fp.n3()+.1*(fp.n2()-fp.n3());
        for(b=b0-db;b>=.01;b=db){
            n=he.find_ne_b(b,dn);
            if(n<1)
                cerr << "error: i>find_ne(i="<<i<<" ne_start="
                <<ne_start[i]<<" b="<<b<<" "<<endl;
            he.set_ne(n);
            if(DEBUG)
                cout <<i<<" " << b <<" " << n<<endl;
            vb.push_back(b);
            vn.push_back(n);
        }
        int B=vb.size();
        double nbar[B],bar[B],nar[B],far[B],fbr[B];

```

```

int count=0;
for(int l=0;l<B;l++){
588 // reverse entries in vectors vb
// and vn for increasing b
he.set.b(vb[B-1-l]);
he.set.ne(vn[B-1-l]);
he.F(vb[B-1-l]); // calculate normalization factors
593 reell
fa=he.fa();
fb=he.fb();
// only insert sensible values for interpolation
// of far and fbr with bar
598 // but we calculated exact neff values so please
// use them in nar with nbar
nbar[l]=he.b();
nar[l]=he.ne();
603 const double big=1e30;
if(fa<big && fb<big){
bar[count]=he.b();
far[count]=fa;
fbr[count]=fb;
608 count ++;
} else {
// cerr << "warning: overflow in fa or fb" << endl;
}
}
613 d.bmin.push_back(bar[0]);
d.bmax.push_back(bar[count-1]);
neff[i]=new Spline(nbar,nar,B);
d.fa[i]=new Spline(bar,far,count);
d.fb[i]=new Spline(bar,fbr,count);
618 }
}

int func(double t,const double*y,double*f,void*param);
int jac(double t, const double y[], double * dfdy,
623 double dfdt[], void * params);
class CMTPropagator
{
const static int NZ=300;
public:
628 double hypot2(double x,double y){return x*x+y*y;}

CMTPropagator(ModeSolver *s,SinusProfile*prof)
:prof(prof),s(s),Length(prof->Length()),d_NM(s->getNM()),
d_Q((d_NM+d_NM-d_NM)/2)
633 {
for(int k=0;k<NZ;k++){
za[k]=k*Length/(NZ-1.-1e-6); // make it a bit bigger
// for bsimp method
}

638 int NM = d_NM; // number of modes
int Q=d_Q; // number of couple constants

dn= new Spline* [Q];
idn=new Spline* [Q];
Ch= new Spline* [Q];
643 for(int i=0;i<NM;i++){
for(int j=i+1;j<NM;j++){
int k=calc_k(i,j);
calc_dn(dn+k,idn+k,i,j);
648 calc_Ch(Ch+k,i,j);
}

step=gsL_odeiv_step_alloc (gsL_odeiv_step_rkck, d_NM*2);
control=gsL_odeiv_control_y.new (1e-8, 1e-8);
653 evolve=gsL_odeiv_evolve_alloc (d_NM*2);

sys.function=func;
sys.jacobian=jac;
sys.dimension=d_NM*2;
sys.params=this;
658 double t = 0, t1 = Length;
double h = 20;
double y[d_NM*2];
for(int i=0;i<d_NM*2;i++){
y[i]=0;
663 y[0]=1;
double told=0;
cout << t << " " << t1 << endl;
while (t < t1){
int status=
gsL_odeiv_evolve_apply(evolve,control,step,
&sys,&t,t1,&h,y);
if (prof->bm(t)<getbmin())
for(int m=1;m<d_NM;m++){
673 if(prof->bm(t)<getbmin(m))
y[2*m]=y[2*m+1]=0;

if (status != GSL_SUCCESS)
break;
if(1)if(t-told>4.){
// Ausgabe wenn z-Schritt groesser 4 um
told=t;
678 cout << t << " " << prof->bm(t);
for(int i=0;i<d_NM;i++){
cout << " " << hypot2(y[2*i],y[2*i+1]);
683 cout << endl;
}
}
}

}

688 }
int calc_k(int i,int j){ return i*d_NM+j-((i+1)*(i+2))/2;}
~CMTPropagator()
{
gsL_odeiv_evolve_free (evolve);
gsL_odeiv_control_free (control);
693 gsL_odeiv_step_free (step);
for(int k=0;k<d_Q;k++){
delete dn[k];
delete idn[k];
delete Ch[k];
698 }
delete [] dn;
delete [] idn;
delete [] Ch;
}
703 void calc_J(double z,double*C,double*c,double*s)
{ // sizes d_Q
double m=prof->db(z)/prof->b(z),
k0=CMTPropagator::s->getfp()->k0();
for(int k=0;k<d_Q;k++){
708 C[k]=m*(Ch[k])(z);
double arg=(idn[k])(z)*k0;
c[k]=cos(arg);
s[k]=sin(arg);
}
}
713 }

void calc_Jyf(double t,const double y[],double *f)
{ // sizes d_NM*2
double C[d_Q],c[d_Q],s[d_Q];
calc_J(t,C,c,s);
718 for(int i=0;i<d_NM*2;i++){
f[i]=0;
for(int i=0;i<d_NM;i++){
for(int j=i+1;j<d_NM;j++){
723 int k=calc_k(i,j);
double A=C[k]*c[k],B=C[k]*s[k];
f[2*i] += y[2*j] *A;
f[2*i+1] += y[2*j] *(-B);
f[2*i] += y[ 2*j+1] *B;
728 f[2*i+1] += y[2*j+1] *A;

f[2*j] += y[ 2*i] *(-A);
f[2*j+1] += y[ 2*i] *(-B);
f[ 2*j] += y[ 2*i+1] *B;
733 f[ 2*j+1] += y[ 2*i+1] *(-A);
}
}

}
void calc_Jmat(double t,double*dfdy)
{
gsL_matrix_view dfdy_mat=
gsL_matrix_view_array(dfdy,2*d_NM,2*d_NM);
gsL_matrix * m = &dfdy_mat.matrix;
double C[d_Q],c[d_Q],s[d_Q];
743 calc_J(t,C,c,s);
for(int i=0;i<d_NM;i++){
for(int j=i+1;j<d_NM;j++){
int k=calc_k(i,j);
double A=C[k]*c[k],B=C[k]*s[k];
gsL_matrix_set (m, 2*i , 2*j , A);
748 gsL_matrix_set (m, 2*i+1, 2*j , -B);
gsL_matrix_set (m, 2*i , 2*j+1, B);
gsL_matrix_set (m, 2*i+1, 2*j+1, -A);

gsL_matrix_set (m, 2*j , 2*i , -A);
gsL_matrix_set (m, 2*j+1, 2*i , -B);
gsL_matrix_set (m, 2*j , 2*i+1, B);
753 gsL_matrix_set (m, 2*j+1, 2*i+1, -A);
}
}

}
ModeSolver* gets(){return s;}

double *getza(int*n){*n=NZ;return za;}
reell bm(reell z){return prof->bm(z); }
int getNM(){return d_NM;}
double getCh_z(int i,int j,double z){
return (Ch[calc_k(i,j)])(z);}
double getdn_z(int i,int j,double z){
return (dn[calc_k(i,j)])(z);}
double getidn_z(int i,int j,double z){
768 return (idn[calc_k(i,j)])(z);}
double getbmin()
{
double max=s->bmin(0);
for(int i=1;i<d_NM;i++){
if(s->bmin(i)>max)
max=s->bmin(i);
return max;
}
double getbmin(int i,int j)
{
778 if(s->bmin(i)<s->bmin(j))
return s->bmin(j);
return s->bmin(i);
}
double getbmin(int i) { return s->bmin(i); }
double getbmax(int i,int j)
{
if(s->bmax(i)>s->bmax(j))
return s->bmax(j);
}
}

```

```

788     return s->bmax(i);
    }
    double getdn_b(int i,int j,double b){
    return s->ne(i,b)-s->ne(j,b); }
    double getCh_b(int i,int j,double b)
793 {
    if(b<s->bmin(i) || b<s->bmin(j))
        return 0;
    reell nco=s->getfp()->n1(),delta1=s->getfp()->delta1(),
        delta2=s->getfp()->delta2(),c=s->getfp()->c(),
798     ne1=s->ne(i,b),ne2=s->ne(j,b),
        q=b*b*nco/(ne1-ne2);
    return q*(c*c*delta1*s->fa(i,b)*s->fa(j,b)+
        delta2*s->fb(i,b)*s->fb(j,b));
    }
803 private:
    void calc_dn(Spline**dn,Spline**idnp,int i,int j)
    {
        double help[NZ];
        for(int k=0;k<NZ;k++){
808             reell b=prof->b(za[k]);
            if(b<getbmin(i) && b>getbmin(j))
                help[k]=1-s->ne(j,b);
            else if(b<getbmin(j) && b>getbmin(i))
                help[k]=s->ne(i,b)-1;
813             else if(b<getbmin(i,j))
                help[k]=1;
            else
                help[k]=s->ne(i,b)-s->ne(j,b);
        }
818         *dnp = new Spline(za,help,NZ);
        for(int k=0;k<NZ;k++){
            help[k]= (**dnp).integrate(0,za[k]);
            *idnp = new Spline(za,help,NZ);
        }
823     void calc_Ch(Spline**Chp,int i,int j)
    {
        double help[NZ];
        reell nco=s->getfp()->n1(),delta1=s->getfp()->delta1(),
            delta2=s->getfp()->delta2(),c=s->getfp()->c();
828         for(int k=0;k<NZ;k++){
            reell b=prof->b(za[k]);
            if(b<getbmin(i,j))
                help[k]=0.;
            else{
833                 reell ne1=s->ne(i,b),
                    ne2=s->ne(j,b),
                    q=b*b*nco/(ne1-ne2);
                    help[k]=q*(c*c*delta1*s->fa(i,b)*s->fa(j,b)+
                        delta2*s->fb(i,b)*s->fb(j,b));
838             }
        }
        *Chp = new Spline(za,help,NZ);
    }
    }
    double za[NZ];
843     reell Length;
    SinusProfile *prof;
    ModeSolver *s;
    Spline **dn,**idn,**Ch;
848     gsl_odeiv_step * step;
    gsl_odeiv_control * control;
    gsl_odeiv_evolve * evolve;
    gsl_odeiv_system sys;
    int d_NM,d_Q;
    };
853     int func(double t,const double y[],double*f,void*param)
    {
        CMTPropagator *obj=(CMTPropagator*)param;
        obj->calc_Jyf(t,y,f);
        return GSL_SUCCESS;
858     }
    int jac(double t,const double y[],double * dfdy,
        double dfdt[],void * param)
    {
        (void)y;
863         CMTPropagator *obj=(CMTPropagator*)param;
        obj->calc_Jmat(t,dfdy);
        int NM=obj->getNM();
        for(int i=0;i<2*NM;i++){
            dfdt[i]=0.0;
868         }
        return GSL_SUCCESS;
    }

    int
    main(int argc, char**argv)
873 {
    (void)argc; (void)argv;
    gsl_set_error_handler_off();

    // Parameter setzen
878     FiberParameters fp(1.453,1.45,1,1.55,62.5,10./125.);
    // neff fuer 3 hoechste Moden bestimmen
    ModeSolver s(fp,3,70);
    // neff der zweiten Mode (LP02) ausgeben
    if(0)for(reell r=s.ne_bmin(1);r<s.ne_bmax(1);r++){
        cout<<r<<" "<<s.ne(1,r)<<endl;
883     SinusProfile prof(30e3,5);
    // Profil ausgeben
    if(0)for(reell z=0;z<prof.Length();z+=prof.Length()/300.)
        cout<<z<<" "<<prof.b(z)<<endl;
888     // Lichtausbreitung im Taper simulieren
    CMTPropagator prop(&s,&prof);

    return 0;
    }

```

LITERATURVERZEICHNIS

- [BB81] BELL, Bernard W. ; BICKEL, William S.: Single fiber light scattering matrix: an experimental determination. In: *Applied Optics* 20 (1981), Nr. 22, S. 3874–3879
- [BF98] BUTLER, Duncan J. ; FORBES, G. W.: Fiber-diameter measurement by occlusion of a Gaussian beam. In: *Applied Optics* 37 (1998), Nr. 13, S. 2598–2607
- [BH98] BOHREN, Craig F. ; HUFFMAN, Donald R.: *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley-VCH, 1998
- [BKD00] BIRKS, T. A. ; KNIGHT, J. C. ; DIMMICK, T. E.: High-Resolution Measurement of the Fiber Diameter Variations Using Whispering Gallery Modes and No Optical Alignment. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 12 (2000), Nr. 2, S. 182–183
- [BKR04] BIRKS, Tim ; KAKARANTZAS, George ; RUSSEL, Philip: All-fibre devices based on tapered fibres. In: *Optical Fiber Communication Conference*, Optical Society of America, 2004, S. ThK2
- [BL92] BIRKS, Timothy A. ; LI, Youwei W.: The Shape of Fiber Tapers. In: *Journal of Lightwave Technology* 10 (1992), Apr, Nr. 4, S. 432–438. – ISSN 0733–8724
- [DOW89] DEWYNNE, J. ; OCKENDON, J. R. ; WILMOTT, P.: On a mathematical model for fiber tapering. In: *SIAM J. Appl. Math* 49 (1989), Nr. 4, S. 983–990
- [Gan25] GANS, Richard: Mikroskopische Probleme. In: *Annalen der Physik* 78 (1925), Nr. 17, S. 1–33
- [GZP98] GRELLIER, A. J. C. ; ZAYER, N. K. ; PANNELL, C. N.: Heat transfer modelling in CO₂ laser processing of optical fibres. In: *Optics Communications* 152 (1998), S. 324–328
- [Ker83] KERSTEN, R. T.: *Einführung in die Optische Nachrichtentechnik*. Springer-Verlag, 1983
- [KM91] KARTHE, Wolfgang ; MÜLLER, Rudolf: *Integrierte Optik*. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., 1991
- [KN74] KAWAKAMI, Shojiro ; NISHIDA, Shigeo: Characteristics of a Doubly Clad Optical Fiber with a Low-Index Inner Cladding. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 10 (1974), Nr. 12, S. 879–887

- [LHS⁺₉₁] LOVE, J. D. ; HENRY, W. M. ; STEWART, W. J. ; BLACK, R. J. ; LACROIX, S. ; GONTHIER, F.: Tapered single-mode fibres and devices Part 1: Adiabaticity criteria. In: *IEE Proceedings J* 138 (1991), Nr. 5, S. 343–354
- [LSBW⁺₀₄] LEON-SAVAL, S. G. ; BIRKS, T. A. ; WADSWORTH, W. J. ; RUSSEL, P. St. J. ; MASON, M. W.: Supercontinuum generation in submicron fibre waveguides. In: *Optics Express* 12 (2004), Jun, S. 2864–2869
- [Mar87] MARCUSE, Dietrich: Mode Conversion in Optical Fibers with Monotonically Increasing Core Radius. In: *Journal of Lightwave Technology* 5 (1987), Nr. 1, S. 125–133
- [MBT94] MEIXNER, Alfred J. ; BOPP, Martin A. ; TARRACH, Guido: Direct measurement of standing evanescent waves with a photon-scanning tunneling microscope. In: *Applied Optics* 33 (1994), Dec, Nr. 34, S. 7995–8000
- [Men07] MENDEZ, Alexis: *Specialty optical fibers handbook*. 2007
- [Mon82] MONERIE, Michael: Propagation in Doubly Clad Single-Mode Fibers. In: *IEEE Transactions on Microwavetheory and Techniques* MTT-30 (1982), S. 381–388
- [PBM86] PRUDNIKOV, A. P. ; BRYCHKOV, Yu. A. ; MARICHEV, O. I.: *Integrals and Series*. Bd. 2. Gordon and Breach Science Publishers, 1986
- [PPPM05] POLYNKIN, P ; POLYNKIN, A ; PEYGHAMBARIAN, N ; MANSURIPUR, M: Evanescent field-based optical fiber sensing device for measuring the refractive index of liquids in microfluidic channels. In: *Optics Letters* 30 (2005), Jun, Nr. 11, S. 1273–1275. – ISSN 0146–9592
- [SDA⁺₀₇] SCHLIESSER, A. ; DEL'HAGE, P. ; ARCIZET, O. ; WILKEN, T. ; HOLZWARTH, R. ; KIPPENBERG, T. J.: Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator. In: *Nature* (2007), Dez
- [SDDE07] SUMETSKY, M. ; DULASHKO, Y. ; DOMACHUK, P. ; EGGLETON, B. J.: Thinnest optical waveguide: experimental test. In: *Optics Letters* 32 (2007), Apr, Nr. 7, S. 754–756. – ISSN 0146–9592
- [SDF⁺₀₆] SUMETSKY, M. ; DULASHKO, Y. ; FINI, J. M. ; HALE, A. ; NICHOLSON, J. W.: Probing optical microfiber nonuniformities at nanoscale. In: *Optics Letters* 31 (2006), Nr. 16, S. 2393–2395
- [SL95] SNYDER, A. W. ; LOVE, J. D.: *Optical Waveguide Theory*. Chapman & Hall, 1995
- [Sum06] SUMETSKY, M.: Optics of tunneling from adiabatic nanotapers. In: *Optics Letters* 31 (2006), S. 3420–3422

- [WGo4] WARKEN, Florian ; GIESSEN, Harald: Fast profile measurement of micrometer-sized tapered fibers with better than 50-nm accuracy. In: *Optics Letters* 29 (2004), Nr. 15, S. 1727–1729
- [WM96] WILLIAMSON, R. L. ; MILES, M. J.: Melt-drawn scanning near-field optical microscopy probe profiles. In: *J. Appl. phys.* 80 (1996), Nov, Nr. 9, S. 4804–4812
- [XEBHo7] XUE, Sicheng ; EIJKELNBORG, Martijn A. ; BARTON, Geoff W. ; HAMBLEY, Philip: Theoretical, Numerical, and Experimental Analysis of Optical Fiber Tapering. In: *Journal of Lightwave Technology* 25 (2007), Nr. 5, S. 1169–1175
- [XZ02] XIAOPING, Zhang ; ZHIHONG, Tan: Analysis of transmission characteristics of doubly clad fibers with an inner cladding made of uniaxial crystal materials. In: *Optics Communications* (2002)

DANKSAGUNG

In besonderer Weise möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Hartmut Bartelt und Herrn Dr. Ulrich Röpke bedanken. Sie haben mir mit viel Geduld und Sachverstand wertvolle Hinweise gegeben und damit die Arbeit mit großem Einsatz unterstützt.

Herrn Sven Brückner danke ich für die Realisierung des Taperziehplatzes und Hilfestellungen bei allen experimentellen Aufbauten.

Die motivierenden Diskussionen mit Dr. Martin Becker, Torsten Wieduwilt, Ron Spittel, Alexander Hartung, Florian Just und Eric Lindner halfen mir, mich diesem Thema engagiert zu widmen.

Herr Martin Leich danke ich für die RNF-Messung (refracted near field) der verwendeten Glasfaser.

Herrn Dr. Alexey Grgasnow und Herrn Christian Graulig gebührt Dank für die Erstellung der Beugungsbilder. Der Gedankenaustausch mit ihnen wird mir in Erinnerung bleiben.

Frau Uta Jauernig und Herr Dr. Uwe Hübner erstellten mir freundlicherweise REM-Aufnahmen der Taper.

Ein Dankeschön möchte ich auch meinem Großvater Dietmar Wittki für die Herstellung der Halterungen für die Objektträger aussprechen.

Mit Rat und Tat standen mir meine Eltern stets zur Seite. Vielen Dank!

ERKLÄRUNG

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Jena, 6. Juni 2008

Martin Kielhorn

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, 6. Juni 2008

Martin Kielhorn